

QC
1
A613
JAN 24 1931

5. FOLGE, 1930, BAND 7, HEFT 7

ANNALEN DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fortgeführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff, G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

Der ganzen Reihe 399. Band

Kuratorium:

F. Paschen M. Planck R. Pohl
A. Sommerfeld M. Wien E. Warburg

Unter Mitwirkung
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.
M. PLANCK, Berlin



LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Im Jahre 1930 erscheinen die Bände 4, 5, 6 und 7 mit je 8 Heften. Der Abonnementspreis beträgt pro Band Rm. 28.— zuzüglich Rm. 1.60 für Porto bei direkter Zusendung für das Inland und Rm. 2.— für das Ausland. Redaktionsschluß am 29. Dezember 1930.

Inhalt

	Seite
W. Meissner und B. Voigt-Berlin-Charlottenburg, Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium XI. Widerstand der reinen Metalle in tiefen Temperaturen. (Mit 13 Figuren)	761
Fritz Kirchner-München, Über die Glimmentladung bei schnell wechselndem Feld. II. (Mit 1 Figur)	798
Ronold-King-Waldoboro, Maine, U. S. A., Eine zusammenfassende Untersuchung über stehende elektrische Drahtwellen. (Mit 16 Figuren)	805
Werner Eggers-Halle, Über die Grenzen der Empfindlichkeit des Vakuum-Duantenelektrometers. (Mit 17 Figuren)	833
Ladislaus von Hámos-Göttingen, Optische Untersuchung der Funkenzündung in Luft von Atmosphärendruck mittels des Kerreffektes. (Mit 34 Figuren)	857

Die Redaktion der Annalen wird von den auf der Titelseite genannten Herren besorgt. Es wird gebeten, Manuskripte an Herrn Geh.-Rat Prof. Dr. E. Grünelsen, Marburg/L., Mainzer Gasse 33, einzusenden.

Die Redaktion bittet, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekanntgegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft können die Annalen zu einem Vorzugspreis beziehen.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Den zur Veröffentlichung eingereichten Abhandlungen ist die Mitteilung beizufügen, daß eine Publikation an anderer Stelle nicht erfolgt ist.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Bei den **Zitaten** wolle man die Abkürzungen der Zeitschriftentitel nach dem Verzeichnis wählen, welches jedem Jahrgang der „Physikalischen Berichte“ vorangestellt ist.

V
7

1
9
3
0

XI

A

5. F

Me

W

I
rechn
IV. M
Metal
folgen

führt
die
halb
unter
Meta
Supr
treff

unter
über
Resu
Wid
genä
in d
rech

20. S.
von C
A

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE, 1930, BAND 7, HEFT 7

Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium XI

Widerstand der reinen Metalle in tiefen Temperaturen

Von W. Meissner und B. Voigt

(Mit 13 Figuren)

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt)

Inhalt: Einleitung. — I. Versuchs- und Meßanordnung. — II. Berechnung der Temperaturen. — III. Beschaffung des Materials. — IV. Meßergebnisse. Ableitung der Widerstandswerte für ideal reine Metalle. Berechnung der charakteristischen Temperatur. — V. Schlußfolgerungen. — VI. Zusammenfassung.

Im Verfolg der früheren Untersuchungen, über die ausführlich zuletzt im Jahre 1928 berichtet wurde¹⁾, haben wir die reinen Metalle, soweit sie uns zugänglich waren, unterhalb 0° C bis zu möglichst tiefen Temperaturen herunter untersucht, besonders mit Rücksicht auf die Frage, welche Metalle supraleitend werden. Über die dabei aufgefundenen Supraleiter wurde inzwischen schon berichtet, wie bei den betreffenden Metallen weiter unten angegeben ist.

Im folgenden sind die Ergebnisse für die sämtlichen untersuchten Metalle zusammengestellt und nähere Angaben über die Versuchsanordnung gemacht. Ferner wurden die Resultate verwertet, um, soweit dies möglich erscheint, den Widerstandsabfall für ideal reine Metalle abzuleiten und angenäherte Werte für die charakteristischen Temperaturen, die in die Grüneisensche Widerstandsformel²⁾ eingehen, zu berechnen.

1) W. Meissner, *Phys. Ztschr.* **29**. S. 897. 1928.

2) E. Grüneisen, *Verhdlg. d. Dtsch. Phys. Ges.* **15**. S. 186. 1913; **20**. S. 36. 1918. Artikel „Metallische Leitfähigkeit“, *Handbuch der Physik* von Geiger-Scheel **13**. S. 22. 1928.

I. Versuchs- und Meßanordnung

Die Widerstandsmessungen wurden in der Nähe von 0°C , in der Nähe des normalen Siedepunktes von Sauerstoff und von Stickstoff, am normalen Siedepunkt von Wasserstoff und im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums vorgenommen.

Bei den Messungen in der Nähe von 0°C tauchten die zu prüfenden Widerstände in Petroleum ein, das sich in einem Messinggefäß befand und mit einem Schraubenrührer kräftig gerührt wurde. Das Messinggefäß war von Eis-Wasser-Gemisch umgeben. Die Temperatur des Petroleums wurde mit dem von dem einen¹⁾ von uns früher beschriebenen Platinthermometer auf etwa $0,01^{\circ}\text{C}$ genau gemessen. Sie betrug in der Regel etwa $0,5^{\circ}\text{C}$. Aus dem bei der gemessenen Temperatur gefundenen Widerstand des zu prüfenden Metalles wurde der Widerstand bei 0°C nach einem graphischen Verfahren mit Hilfe der durch die anderen Meßtemperaturen festgelegten oder anderweitig bekannten Temperatur-Widerstandskurve ermittelt. Die Messungen bei 0°C wurden stets vor und nach den Messungen in tiefen Temperaturen ausgeführt.

Der verwendete fl. O (flüssige Sauerstoff) enthielt noch etwas N (Stickstoff), weshalb seine Temperatur ebenfalls stets mit dem Platinthermometer bestimmt wurde. Ebenso war der verwendete fl. N nicht vollkommen rein, sondern enthielt meist etwa 3 Proz. O, weswegen auch seine Temperatur mit dem Platinthermometer gemessen wurde. Anfänglich wurde statt fl. O und fl. N nur fl. Luft verwendet. Die Genauigkeit der Messungen im fl. O und fl. N war ein wenig herabgesetzt durch die etwas vorhandenen Siedeverzüge, weswegen wir die Genauigkeit der zu den Widerstandsmessungen gehörenden Temperaturen höchstens auf einige Hundertstel Grad schätzen. Zur Erzielung größerer Genauigkeit wäre kräftige Rührung und eventuell eine Häufung der Messungen erforderlich gewesen. Auf beides wurde entsprechend dem Zweck der vorliegenden Untersuchungen verzichtet.

Bei den Messungen im fl. H (flüssigem Wasserstoff) konnte die Temperatur direkt aus dem Barometerstand berechnet werden.

1) W. Meissner, Thermische und elektrische Leitfähigkeit einiger Metalle zwischen 20° und 373° abs., Ann. d. Physik (4) 47. S. 1022. 1915.

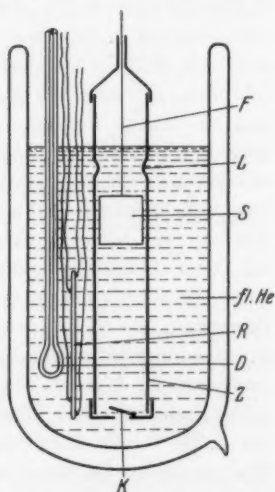
Siedeverzüge waren in fl. H nie bemerkbar. Vor dem Eintauchen in fl. H wurden die Widerstände stets mit fl. N vorgekühlt.

Bei den Messungen in fl. O, fl. N und fl. H wurden die Zuleitungsdrähte zu den Widerständen durch ein Glasrohr geführt, das in die Flüssigkeit eintauchte und etwa 20 cm aus ihr herausragte, so daß es oben warm blieb. An dem warmen Ende waren die Drähte mit weißem Siegelack eingekittet. Hierdurch wurde eine Kondensation von Wasserdampf an den Zuleitungsdrähten und ein dadurch leicht hervorgerufener Nebenschluß zum Meßwiderstand unter allen Umständen vermieden. Es wurden meistens mehrere Widerstände gleichzeitig in das Flüssigkeitsbad eingetaucht. Berührungen zwischen den verschiedenen Widerständen wurden, soweit es nötig war, durch zwischengelegten Seidenstoff verhindert.

Bei den Messungen zwischen 20° und 273° abs. lag die Stärke des Stromes, mit dem die zu untersuchenden Widerstände belastet wurden, je nach der Dicke der zur Verfügung stehenden Proben zwischen etwa 0,001 Amp. und etwa 10 Amp. Die Stromzuführungsdrähte waren bei Strömen bis zu 2 Amp. meist 0,5 mm, bei den stärksten Strömen 1 mm stark. Die Drähte zur Spannungsmessung, die bei der weiter unten angegebenen Meßmethode erforderlich waren, wurden meist 0,3 mm dick gewählt.

Die Anordnung bei den Messungen im Temperaturgebiet des fl. He (flüssigen Heliums) ist aus Fig. 1 zu sehen.

In einem Vakuummantelgefäß von 6,5 cm innerem Durchmesser, das mit etwa 400 cm³ fl. He gefüllt ist, befindet sich der zu messende Widerstand *R* mit zwei Stromzuführungs- und zwei Spannungsmeßdrähten, die Kugel eines Dampfdruck-



Anordnung bei den Messungen im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums

Fig. 1

thermometers *D*, mit dem der Dampfdruck des fl. He bestimmt wurde, sowie ein Schwimmer *S*, der den Stand der Oberfläche des fl. He anzeigt und außerdem zum Rühren des fl. He benutzt werden kann. Der Schwimmer *S* ist nämlich durch einen dünnen Faden *F*, der über Schnurrollen läuft, mit einem Gegengewicht, das sich im Innern eines Glasrohres befindet, verbunden. Der Schwimmer, der aus einer dünnwandigen Blechkapsel besteht, und sein Gegengewicht sind so ausbalanciert, daß der Schwimmer normalerweise etwa bis zur Hälfte in das fl. He eintaucht. Das eiserne Gegengewicht kann aber auch, falls man den Schwimmer als Rührer benutzen will, mit Hilfe eines Stahlmagneten, dessen Anker das Glasröhrchen, in dem sich das Gegengewicht befindet, umfaßt, auf und ab bewegt werden. Die Bewegung des Stahlmagneten erfolgt durch Elektromotor und Kurbelgetriebe. Der Schwimmer *S* bewegt sich dabei in dem Hohlzylinder *Z*, so daß das fl. He aus den Löchern *L* austritt. Beim Abwärtsbewegen des Schwimmers schließt sich die Klappe *K*, so daß kein fl. He aus dem Zylinder *Z* austritt. Auf diese Weise wird beim Auf- und Abwärtsbewegen des Schwimmers *S* eine umlaufende Bewegung des fl. He hervorgerufen. Eine derartige Rührung ist unbedingt nötig, um genaue Widerstandsmessungen im fl. He ausführen zu können, da in ihm starke örtliche Temperaturdifferenzen auftreten können. Hat man z. B. die Temperatur des fl. He durch Abpumpen des Dampfes auf $1,2^\circ$ abs. (1 mm Hg-Druck des Heliumdampfes) erniedrigt und läßt Heliumgas wieder zu, so daß an der Oberfläche des fl. He ein Druck von 760 mm Hg und dementsprechend eine Temperatur von $4,2^\circ$ abs. herrscht, so zeigt das Dampfdruckthermometer, dessen Kugel sich im unteren Teile des fl. He befindet, noch eine halbe Stunde lang und länger eine viel tiefere Temperatur, etwa 2° abs., an, falls das fl. He nicht kräftig gerührt wird. Es ist dies ein Zeichen dafür, daß die Wärmeleitfähigkeit des fl. He schlecht ist und die Wärmezufuhr von unten her zum fl. He bei unseren Messungen gering war. Die Messungen erfolgten stets noch so, daß das Gefäß mit fl. He sich direkt in dem Verflüssiger¹⁾

1) Vgl. die schematische Zeichnung des Verflüssigers bei W. Meissner, Artikel im Handbuch der Physik von Geiger-Scheel, 11. S. 272. 1926. W. Meissner, Phys. Ztschr. 29. S. 610. 1928. Z. d. V. D. J. 72. S. 1069. 1928.

befand. Der Dampfdruck wurde durch geeignete Einregulierung eines in die Pumpenleitung eingebauten Ventils grob eingestellt und durch Zulassen von Helium durch ein kleines Ventil mit schlankem Konus fein eingestellt und konstant gehalten. Die Stromzuführungsdrähte und die Drähte zur Spannungsmessung wurden aus dem Verflüssiger in folgender Weise herausgeleitet (Fig. 2):

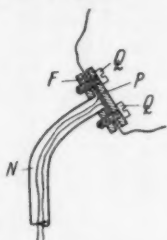
Auf ein Neusilberrohr N war ein Messingflansch F gelötet, auf dem eine Messingplatte P mit vier Schrauben Q befestigt werden konnte. Zwischen F und P waren zwei Scheiben aus paraffiniertem Löschpapier gelegt. Zwischen diesen beiden Scheiben verliefen die doppelt mit Seide umspunnenen Zuleitungsdrähte, die ebenfalls paraffiniert waren. Nach dem Anziehen der Schrauben Q wurde P vorsichtig erwärmt, so daß das Paraffin schmolz und die Schrauben etwas nachgezogen werden konnten. Auf diese Weise wurde vollkommene Dichtigkeit und einwandfreie Isolation der Drähte gegeneinander hergestellt. Das Herausführen der Zuleitungsdrähte zwischen Gummischeiden, das bei früheren Messungen versucht worden war, hatte sich nicht bewährt, da der Gummi nach einiger Zeit keine einwandfreie Isolation mehr aufwies.

Es wurden meistens mehrere Widerstände, und zwar bis zu acht Stück, gleichzeitig im flüssigen Helium geprüft, wobei die Widerstände, soweit es die erforderlichen Strombelastungen zuließen, hintereinander geschaltet wurden. Die Stromzuführungsdrähte hatten bei den Messungen in flüssigem Helium meist eine Stärke von 0,3 mm, wobei Belastungsströme bis zu 2 Amp. verwendet werden konnten, die Drähte zur Spannungsmessung waren 0,1 mm stark.

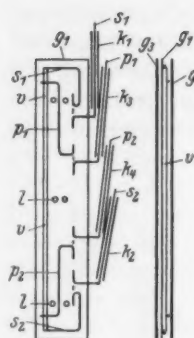
Je nach der Form, in der die zu untersuchenden Metalle zur Verfügung standen oder hergestellt werden konnten, wurden die folgenden Arten der Montierung für die Metallproben verwendet.

Montierungsart 1

Nähere Angaben über sie enthält Fig. 3. An s_1 , s_2 und p_1 , p_2 sind die seideumsponnenen Drähte zur Strom- und Spannungsmessung angelötet.



Herausführung der Zuleitungsdrähte aus dem Heliumverflüssiger
Fig. 2



Montierungsart 1 der Versuchsstäbchen

Fig. 3

Montierungsart 2 (Fig. 4)

Diese Montierungsart gleicht der Montierungsart 1 bis auf folgenden Unterschied: Die Spannungsdrähte p_1 und p_2 sind an das Versuchsstäbchen nicht angelötet, sondern nur mit federnden Klammern f_1 und f_2

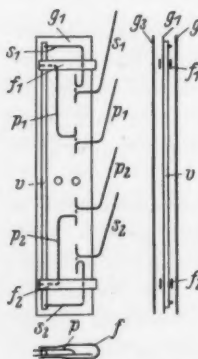
Montierungsart 2
der Versuchsstäbchen

Fig. 4

aus hartem Neusilberblech von meist 0,2 mm Stärke angeklemt. Die Neusilberklammern umfassen dabei die Glimmerscheibe g_1 . Montierungsart 2 kam dann zur Anwendung, wenn es, wie bei Einkristallen, darauf ankam, daß die Struktur des Versuchsstäbchens zwischen den Potentialklemmen vollkommen einwandfrei erhalten blieb.

Montierungsart 3
(Fig. 5)

Bei derselben sind auch die Stromzuführungsdrähte s_1 und s_2 an

das Versuchsstäbchen v mit federnden Neusilberklammern f_3 und f_4 angeklemt. Montierungsart 3 kam zur Anwendung, falls ein Anlöten der Zuführungsdrähte, wie z. B. bei Wolfram und Tantal, unmöglich war oder eine Verunreinigung der Versuchsstäbchen durch Lot wegen ihrer Kostbarkeit oder aus anderen Gründen vermieden werden mußte.

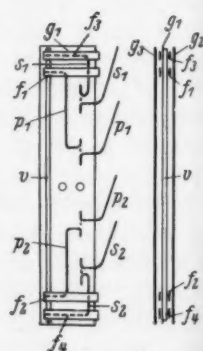
Montierungsart 3
der Versuchsstäbchen

Fig. 5

- g_1 Glimmerscheibe, 6 cm lang;
- s_1 und s_2 Stromzuführungsdrähte aus Kupfer, meist 0,5 mm dick, durch Löcher im Glimmerblatt hindurchgezogen;
- p_1 und p_2 Drähte aus Kupfer zur Spannungsmessung, 0,1 bis 0,5 mm stark, im Glimmerblatt wie s_1 und s_2 befestigt;
- k_1 bis k_4 Isolationsröhrchen aus Glas;
- v Versuchsstäbchen, an s_1 , s_2 , p_1 , p_2 mit Weichlot oder Woodscher Legierung angelötet;
- g_2 und g_3 Glimmerscheiben zur Isolation des Stäbchens v und der Kupferdrähte;
- l Löcher zum Anbinden von g_2 und g_3 an g_1 .

nicht
schlo
fach
die a
Mont
nicht
wider
klamm
Stäbe

f_3
 f_7
 v

f_2
 f_4

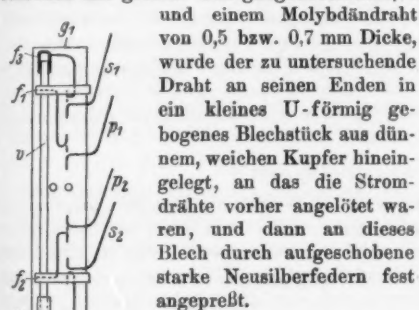
Monti
der
st

drück
die N
drähte
gekle
gegen
Spann
Knick
Spann
scheit
fügen
kann.
sonde
für St

Weise

Montierungsart 4 (Fig. 6)

Diese gleicht Montierungsart 3; nur sind die Stromzuführungsdrähte nicht mit Neusilberklammern angeklemt, sondern an einseitig geschlossen und auf der anderen Seite zur Erzielung von Federung mehrfach aufgeschnittene Hohlzylinder aus Neusilber oder Kupfer angelötet, die auf die zylindrischen Versuchsstäbchen geschoben wurden. Diese Montierungsart wurde bei dickeren Stäbchen benutzt, an denen Lötungen nicht zulässig waren, um stärkere Ströme ohne zu großen Übergangswiderstand, wie er beim Anklemmen dünner Drähte durch die Neusilberklammern vorhanden ist, in die Stäbchen hineinzuleiten. Bei dünneren Stäbchen mit großem Übergangswiderstand, wie z. B. bei einem Zirkon-

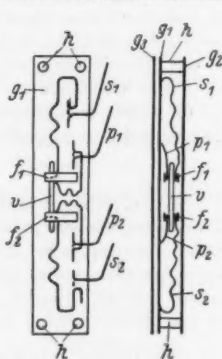


Montierungsart 4
der Versuchs-
stäbchen

Fig. 6

Montierungsart 5 (Fig. 7)

Diese Montierungsart wurde bei sehr leicht zerbrechlichem Versuchsmaterial benutzt, das nicht auf die Glimmerscheibe g_1 ge-



Montierungsart 5
der Versuchsstäbchen

Fig. 7

drückt werden durfte, wie bei Montierungsart 2. Bei Montierungsart 5 sind die Neusilberfedern, an die die Stromzuführungsdrähte und Spannungsdrähte vorher angelötet wurden, nur auf das Versuchsstäbchen v aufgeklemmt, und zwar derart, daß je ein Strom- und Spannungsdraht einander gegenüber direkt auf das Versuchsstäbchen gepreßt wird. Die Strom- und Spannungsdrähte sind spiralförmig gebogen oder wenigstens mit mehreren Knicken versehen, so daß sie sehr weiche Federung besitzen und keinerlei Spannung in dem Versuchsstäbchen hervorrufen können. Die Glimmerscheibe g_2 ist nicht direkt auf g_1 aufgebunden, sondern unter Zwischenfügung von Hartgummistücken h , so daß g_2 keinen Druck auf v ausüben kann. Teilweise wurden nicht, wie in Fig. 7, nur zwei Neusilberfedern, sondern vier Neusilberfedern verwendet, also getrennte Neusilberfedern für Strom- und Spannungsdrähte.

Montierungsart 6

Bei dieser wurde Montierungsart 1 bis 3 verwendet, jedoch in der Weise, daß nach Fertigstellung der Montierung, die, wie bei Lithium

meist unter Kohlensäureatmosphäre oder Paraffinöl erfolgte, das montierte Stäbchen in ein mit Helium gefülltes Glasrohr eingeschlossen wurde. Durch das Glasrohr führten vier Platindrähte, an die innen längere Kupferdrähte angelötet waren; vor dem Einführen des Glimmerblattes mit dem Versuchsstäbchen in das Glasrohr wurden die Kupferdrähte an s_1 , s_2 und p_1 , p_2 angelötet und sodann zusammen mit dem Glimmerblatt in das Glasrohr hineingeschoben. Das Glasrohr wurde darauf rasch evakuiert, mit Helium von etwa $\frac{1}{4}$ at abs. Druck gefüllt und abgeschmolzen.

Montierungsart 7

Bei derselben wurde das zu prüfende Metall in ein Glasröhrchen im Vakuum durch Eingießen als Flüssigkeit oder durch Überdestillieren eingefüllt. Das Glasröhrchen wurde dann nach Evakuieren abgeschmolzen. In das Glasröhrchen waren die Stromzuführungs- und Spannungsdrähte aus Platin eingeschmolzen und ragten in das zu prüfende Metall hinein. An die außen herausragenden Enden wurden die mit Seide umsponnenen Zuleitungsdrähte angelötet.

Montierungsart 8

Bei einzelnen Metallen, wie z. B. bei Silicium und Bor, wurden zur Vermeidung der sehr großen Übergangswiderstände Strom- und Spannungsdrähte aus Gold oder Platin unter Anwendung von Borax als Flußmittel angeschmolzen, wobei die Schmelzstellen mit einer spitzen Gebläseflamme erhitzt wurden. Hierbei legierte sich das Material der Zuleitungsdrähte an den Schmelzstellen mit dem Versuchsmaterial.

Sämtliche Widerstandsmessungen wurden nach der Kompensationsmethode ausgeführt, und zwar mit Hilfe eines Kompensationsapparates nach Diesselhorst. Als Spiegelgalvanometer wurde bei den Messungen zwischen 20° und 273° abs. ein Galvanometer nach Diesselhorst von der Firma Siemens & Halske benutzt, das jedoch auf Wunsch des einen von uns von der Lieferfirma mit einem Gehänge von einem kleineren Widerstand ($20\ \Omega$ statt $55\ \Omega$) und mit einem magnetischen Nebenschluß versehen war. Dadurch wird der äußere Grenzwiderstand für den Fall der Aperiodizität statt $200\ \Omega$ nur etwa $15\ \Omega$ und entspricht so dem in der Regel bei Benutzung des Kompensationsapparates etwa vorhandenen Widerstand des äußeren Schließungskreises. Durch diese Maßnahme stieg die Spannungsempfindlichkeit des Instrumentes, so daß einem Ausschlag von 1 mm an der 1 m entfernten Skala eine Spannung von etwa $5 \cdot 10^{-7}$ Volt im gesamten Galvanometerkreis entsprach. — Bei den Messungen im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums wurde ein Panzergalvanometer nach Du-Bois-Rubens mit leichtem Gehänge

benutzt. Letzteres war früher von dem einen von uns mit einem Dämpfungsfügel aus dünnem Seidenpapier versehen worden, der auf einen nach unten zu angesetzten Verlängerungsdraht aus Aluminium aufgeschoben war. Ohne diese Dämpfung war der Nullpunkt des Instrumentes trotz Aufstellung auf einer Juliusschen Aufhängung bei den vorhandenen Erschütterungen zu unruhig. Die Normalempfindlichkeit des so abgeänderten Galvanometers mit leichtem Gehänge betrug etwa 300. Das Galvanometer wurde bis zu einer Schwingungsdauer von ungefähr 4 Sek. astasiert, wobei die Schwankungen des Nullpunktes zufolge äußerer magnetischer Störungen bis zu einigen Zehnteln Millimeter gingen, so daß eine weitere Astasierung keinen Nutzen mehr brachte. Die praktisch vorhandene Spannungsempfindlichkeit betrug bei einer Skalenentfernung von ungefähr 1,3 m etwa 10^{-8} Volt für 1 mm. Die vorhandenen kleinen Schwankungen durch magnetische Störungen beeinträchtigten vielfach die Meßgenauigkeit nicht, da sie nicht dauernd in gleicher Stärke vorhanden waren. Beim Kommutieren des Stromes, das zur Feststellung der Supraleitung, d. h. Verschwinden der Spannung an den Enden des Widerstandes, vorgenommen wurde, konnte vielfach auf 0,1 mm genau abgelesen werden. Ein Nachteil des Panzergalvanometers war, daß der Nullpunkt sich sehr stark mit der Temperatur der Eisenpanzer änderte. Doch fielen diese Nullpunktsänderungen bei den Messungen stets heraus, da immer bei beiden Richtungen des Meßstromes abgelesen wurde. Es mag erwähnt werden, daß mit dem Panzergalvanometer in dem Heliumverflüssigungsraum bei laufendem Heliumkompressor, dessen Fundamente allerdings auf Korkunterlagen ruhen, gut gearbeitet werden konnte.

II. Berechnung der Temperaturen

Bei der Eichung des Platinthermometers, mit dem nach Abschnitt I die Temperaturen des nicht ganz reinen verwendeten flüssigen Sauerstoffs, bzw. flüssigen Stickstoffs gemessen wurden, ist als normaler Siedepunkt von Sauerstoff und Stickstoff $90,20^{\circ}$ bzw. $77,38^{\circ}$ abs. zugrunde gelegt, entsprechend den gasthermometrischen Messungen von F. Henning¹⁾ und

1) F. Henning, Ztschr. f. Phys. 40. S. 775. 1926.

der Neubestimmung des absoluten Nullpunktes durch Heuse und Otto.¹⁾ Der Siedepunkt des Wasserstoffs wurde den Arbeiten der vorgenannten Autoren entsprechend zu $20,42^{\circ} + 0,0044 (b - 760)$ angenommen, wobei b der Barometerstand in Millimeter Hg ist.

Die Beziehung zwischen dem Dampfdruck des flüssigen Heliums und der absoluten Temperatur wurde den Arbeiten von Onnes und Weber²⁾ und von Verschaffelt³⁾ entnommen. Die Korrektur der so ermittelten Temperaturen auf Grund der neuesten Leidener Dampfdruckmessungen⁴⁾ konnte noch nicht vorgenommen werden, da diese Messungen im Temperaturgebiet unterhalb $1,7^{\circ}$ abs. erst kürzlich veröffentlicht sind.

III. Beschaffung des Materials

Ein Teil der verwendeten Metalle waren solche, die früher von Mylius⁵⁾ gereinigt worden waren, und zwar standen Proben der von Mylius analysierten Metallmassen zur Verfügung, so daß diese Analysen direkt übernommen werden konnten. Ein anderer Teil der Metalle wurde von den Firmen Schering-Kahlbaum und de Haën beschafft, wobei von der Firma de Haën Rubidium und Cäsium direkt in mit Elektroden versehene Glasröhren (Montierungsart 7) eingefüllt wurden. Einige Metalle, wie Eisen, Ruthenium, Rhodium, Palladium, Iridium und Platin wurden von der Firma Heraeus, Hanau, eine Wismutprobe wurde von der Firma Hartmann und Braun bezogen. Die Firma Siemens und Halske stellte uns Proben von Beryllium, Eisen und Tantal zur Verfügung. Von der Osramgesellschaft erhielten wir Proben von Molybdän,

1) W. Heuse u. J. Otto, Ann. d. Phys. [5] 2. S. 1012. 1929.

2) H. Kamerlingh Onnes u. Sophus Weber, Comm. Leiden Nr. 147b. 1915.

3) J. E. Verschaffelt, Comm. Leiden, Suppl., Nr. 49, 1924. Formel S. 23, die unterhalb $1,8^{\circ}$ abs. benutzt wurde.

4) W. H. Keesom, S. Weber u. G. Norgaard bzw. G. Schmidt, Comm. Leiden Nr. 202b, S. 11; Nr. 202c, S. 25. 1929.

5) F. Mylius, Ztschr. f. anorg. Chem. 70. S. 203. 1911; Ztschr. f. anorg. Chem. 74. S. 407. 1912; Ztschr. f. Elektrochem. 23. S. 152. 1917; F. Mylius u. E. Groschuff, Ztschr. f. anorg. Chem. 96. S. 237. 1916.

Tantal, Wolfram, von der Studiengesellschaft für elektrische Leuchtröhren (Prof. Pirani) Zirkon, von Hrn. Dr. Kreussler Eisenproben. Hrn. Prof. Marckwaldt verdanken wir von ihm selbst hergestelltes sehr reines Tellur, Hrn. Prof. Simon Strontium, das in seinem Laboratorium hergestellt wurde, sowie Barium und Mangan. Hr. Direktor Dr. d'Ans von der Auergesellschaft hatte die Freundlichkeit, uns sehr reines Germanium für die Untersuchungen zur Verfügung zu stellen. Das verwendete Quecksilber war eine Probe von dem Quecksilber, das für die Quecksilbernormale der Reichsanstalt benutzt wurde und entsprechend den Angaben von v. Steinwehr und Schultze¹⁾ gereinigt ist. Von den Herren Grüneisen und Goens²⁾ wurden uns verschiedene Aluminiumproben, die aus Amerika stammten, sowie Kupfer-, Zink-Cadmium-, Wolfram-, Rhodium- und Eisensorten zur Verfügung gestellt, an denen sie selbst Untersuchungen über die thermische und elektrische Leitfähigkeit gemacht hatten. Hr. Noddack lieh uns für die Messungen das erste von ihm durch Sinterung hergestellte Rheniumstäbchen. Hr. Dr. de Boer und Hr. Dr. van Arkel von der Gesellschaft Philips, Eindhoven, überließen uns aus der Gasphase abgeschiedene Proben von Titan und Thorium, bzw. Zirkon, Wolfram und Rhodium.

Die Herren Noddack und Beuthe haben sich der großen Mühe unterzogen, einen Teil der von uns untersuchten Metalle röntgenspektroskopisch zu analysieren, wofür wir ihnen auch an dieser Stelle vielmals danken möchten. Dabei werden allerdings die Elemente mit Ordnungszahlen unter 22 und Kupfer, Quecksilber und Wolfram nicht erfaßt.

Die Herkunft, der von den Firmen angegebene Reinheitsgrad oder das Ergebnis einer etwa vorgenommenen Analyse sind im folgenden bei jedem einzelnen Metall besonders aufgeführt. Ebenso ist angegeben, ob die Metallproben vor der Widerstandsmessung getempert wurden und in welcher Weise.

1) H. v. Steinwehr u. A. Schulze, *Ztschr. f. Instrumentenkunde* 49. S. 566. 1929.

2) E. Grüneisen u. E. Goens, *Ztschr. f. Phys.* 26. S. 250. 1924 44. S. 615. 1927.

**IV. Meßergebnisse, Ableitung der Widerstandswerte
für die ideal reinen Metalle,
Berechnung der charakteristischen Temperatur**

Im folgenden sind die untersuchten Metalle in der Reihenfolge aufgeführt, wie sie im periodischen System der Elemente stehen. Es ist in den Tabellen der Wert von $r = \frac{R}{R_0}$ als Funktion der absoluten Temperatur T aufgeführt, wobei R und R_0 die Widerstände bei der Meßtemperatur und bei 0°C sind. Der letztere Wert ist in die Tabellen mit aufgenommen. Im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums ist außer der absoluten Temperatur auch der Heliumdampfdruck angegeben, damit später eine Korrektur der zu dem beobachteten Dampfdruck gehörenden Temperatur vorgenommen werden kann.

Außer den beobachteten Werten $r_{\text{beob.}}$ sind auch, soweit es möglich war, die für ideal reines Material wahrscheinlichen Werte $r_{\text{red.}}$ aufgeführt. Letztere wurden berechnet nach der Formel ¹⁾

$$(1) \quad r_{\text{red.}} = \frac{r_{\text{beob.}} - z}{1 - z},$$

wobei $z \cdot R_0$ den Restwiderstand bedeutet, der beim absoluten Nullpunkt ohne Eintritt von Supraleitfähigkeit zu erwarten wäre. Der Wert von z wurde durch Extrapolation der im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums oberhalb des Sprungpunktes gefundenen Widerstandswerte auf den absoluten Nullpunkt ermittelt. Der Umstand, daß der Restwiderstand $z \cdot R_0$ streng genommen keine additive Größe ist, wie insbesondere die Messungen von Henning²⁾ zeigen, nach denen die Formel (1) nicht streng gültig ist, wurde nicht berücksichtigt, weil es sich uns vor allem um einen Überblick über das ganze Gebiet handelte. Für die Metallproben, bei denen $z > 0,1$ war, wurde die Berechnung der Werte $r_{\text{red.}}$ nicht versucht, da bei noch größeren Werten von z Formel (1) völlig versagt, so daß die für verschiedene Metallproben errechneten Werte von $r_{\text{red.}}$ bei gleicher Temperatur nicht im entferntesten mehr übereinstimmen.

1) W. Nernst, Ann. d. Phys. **36**. S. 395. 1911.

2) F. Henning, Ann. d. Phys. [4] **40**. S. 635. 1913.

In den Tabellen sind ferner die Werte für $r_{\text{ber.}}$ eingetragen, die man nach der Grüneisenschen¹⁾ Widerstandsformel erhält. Nach Grüneisen gilt für den Wert von r bei der Temperatur T :

$$(2) \quad r_{\text{ber.}} = \frac{T \cdot F\left(\frac{T}{\theta}\right) \cdot \left(\frac{C_p}{C_v}\right)_T}{T_0 \cdot F\left(\frac{T_0}{\theta}\right) \cdot \left(\frac{C_p}{C_v}\right)_{T_0}}.$$

Hierbei ist T_0 , soweit nicht ausdrücklich, wie z. B. bei Quecksilber, anderes bemerkt ist, die absolute Temperatur des Eispunktes, F die Debyesche²⁾ Funktion, wie sie bei der Berechnung der spezifischen Wärme benutzt wird, und C_p/C_v das Verhältnis der Atomwärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen.

Falls Meßwerte für C_p/C_v bei einer Temperatur T_0 (meist 0° C oder Zimmertemperatur) vorlagen, wurde der Wert bei einer anderen Temperatur T nach dem Vorgange von Grüneisen³⁾ mittels der angehört gültigen Beziehung

$$(3) \quad 1 - \left(\frac{C_p}{C_v}\right)_T = \left[1 - \left(\frac{C_p}{C_v}\right)_{T_0}\right] \frac{r_T}{r_{T_0}}$$

berechnet.

Für die Metalle, bei denen keine Beobachtungen über C_p/C_v vorlagen, wurde C_p/C_v mit Hilfe der bekannten thermodynamischen Beziehung

$$(4) \quad \frac{C_p}{C_v} = 1 + 3\alpha T \left(\frac{3\alpha v}{\kappa C_v}\right)$$

ermittelt. Hierbei ist:

3α der kubische Wärmeausdehnungskoeffizient,

κ die Kompressibilität,

T die absolute Temperatur,

v das Atomvolumen,

C_v die Atomwärme.

Die bei der Berechnung benutzten Werte der Größen 3α , κ und v wurden der schon zitierten Arbeit von Grüneisen aus dem Jahre 1908, ferner dessen Handbuchartikel⁴⁾ und den Tabellen von Landolt-Börnstein entnommen.

1) E. Grüneisen, Verhdlg. d. Dtsch. Phys. Ges. 20. S. 36. 1918.

2) P. Debye, Ann. d. Phys. [4] 39. S. 789. 1912.

3) E. Grüneisen, Verhdlg. d. Dtsch. Phys. Ges. 20. S. 38. 1918.

Anmerkung.

4) E. Grüneisen, Artikel „Zustand des festen Körpers“, Handbuch von Geiger-Scheel, Bd. X, S. 28 u. 32. 1926.

Falls eine Berechnung von C_v/C_e nicht möglich war, wurde das Verhältnis gleich 1 gesetzt, wobei Formel (2) übergeht in

$$(2a) \quad r_{\text{ber.}} = \frac{T \cdot F\left(\frac{T}{\theta}\right)}{T_0 \cdot F\left(\frac{T_0}{\theta}\right)},$$

Auch bei den Metallen, bei denen nach Grüneisen¹⁾ in höheren Temperaturen Formel (2) zur Wiedergabe der Beziehung zwischen Temperatur und Widerstand nicht ausreicht, wo derselbe vielmehr den Ausdruck

$$(5) \quad r_{\text{ber.}} = \frac{T \cdot F\left(\frac{T}{\theta}\right) [1 + a_1 T + a_2 T^2]}{T_0 \cdot F\left(\frac{T_0}{\theta}\right) [1 + a_1 T_0 + a_2 T_0^2]}$$

benutzt (a_1 und a_2 empirisch zu ermittelnde Konstanten), wurde Formel (2) oder (2a) angewendet, da unsere Messungen nur in tiefen Temperaturen angestellt sind. Bei einzelnen Metallen mit kleinen θ -Werten kamen wir dabei allerdings schon zu relativ hohen Temperaturen.

Um nun den Wert von θ zu gewinnen, wurde der Wert $r_{\text{red.}}$ bei etwa 78° oder 20° abs. benutzt; setzt man diesen beobachteten Wert in Gl. (2) oder (2a) ein, so ist θ die einzige Unbekannte. Man findet einen angenäherten Wert von θ zunächst durch Probieren. Von diesem angenäherten Wert geht man zu dem genaueren Wert von θ über mittels der Formel

$$(6) \quad \begin{cases} \frac{d\theta}{dr} = \frac{1}{r \left(\frac{1}{C_v} \frac{dC_v}{d\theta} - \frac{1}{C_{v0}} \frac{dC_{v0}}{d\theta} \right)}, \\ C_v = \text{const.} \cdot F\left(\frac{T}{\theta}\right) \end{cases}$$

wobei man $\frac{dC_v}{d\theta}$ und $\frac{dC_{v0}}{d\theta}$ am einfachsten graphisch bestimmt. Mit dem so gefundenen Wert von θ werden dann nach den Formeln (2) oder (2a) die Werte von $r_{\text{ber.}}$ für die übrigen Beobachtungstemperaturen berechnet.

Bezüglich der Formel, die zur Berechnung von θ bei nichtregulären Einkristallen gelten, sei auf die Arbeiten von Grüneisen und Goens²⁾ verwiesen.

1) E. Grüneisen, Handbuch-Artikel „Metallische Leitfähigkeit“.

2) E. Grüneisen u. E. Goens, Ztschr. f. Phys. 26. S. 250. 1924.

1. Gruppe

Es wurden sämtliche Metalle der ersten Gruppe des periodischen Systems der Elemente untersucht.

a) Lithium (Montierungsart 6 bzw. 3)

Das untersuchte Lithium ist dasselbe, das der eine von uns¹⁾ bereits herunter bis zu 20° abs. auf thermische und elektrische Leitfähigkeit untersucht hatte. Das Ergebnis dieser Messungen ist in Tab. 1 mit aufgenommen.

Tabelle 1. Lithium

Atom-Nr. Kristallsyst.	Metall	3 K. rz. ²⁾ Li 1	Li 2	$\theta = 376$, berechnet nach Formel (2)			
Herkunft, Verunrein.		Kahlb. (1920) ?	?				
Behandlung		gewalzt in Metallhülle	gewalzt im Glasrohr mit Heliumgas				
Länge Dicke		etwa 50 mm 0,5 mm ϕ	28 mm 1 x 3 mm				
Abstand d. Stromdr. " d. Spannungsdr.		etwa 40 mm 50 mm	21 mm 12 mm				
He-Dampf- druck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{red.}}$ gemittelt	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	1	1	1	1	1
—	90,89	0,1737	0,1689 ³⁾	—	(0,1621)	0,1655	0,1693
—	86,32	—	(0,1505)	0,1514	0,1464	0,1485	0,1508
—	80,13	0,1306	0,1255 ³⁾	—	(0,1252)	0,1254	0,1260
—	77,74	—	(0,1159)	0,1220	0,1169	0,1164	0,1164
—	20,42	0,0073	0,0015 ³⁾	—	—	0,0015	0,0009 ₆
—	20,41	—	—	0,0071 ₃	0,0013 ₃	0,0013 ₃	0,0009 ₆
769,6	4,21	—	—	0,0059 ₃	0,0001 ₃	0,0001 ₃	0,0000 ₆
0,8	1,19	—	—	0,0058 ₃	0,0000 ₃	0,0000 ₃	0,0000 ₆
—	0,00	—	—	(0,0058 ₃)	—	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		—	—	6,949 · 10 ⁻⁴	—	—	—

1) W. Meissner, Ztschr. f. Phys. 2. S. 373. 1920.

2) F. Simon u. E. Vohsen, Ztschr. f. phys. Chem. 133. S. 165. 1928.

3) Reduziert mit dem Restwiderstand von Li 2.

Statt der von uns gefundenen charakteristischen Temperatur 376 fand C. E. Blom¹⁾ nach verschiedenen Berechnungsarten im Mittel den Wert 421. F. Simon²⁾ berechnete den Wert 390.

b) *Natrium* (Montierungsart 7)

Bei Natrium fällt auf, daß der Widerstand unterhalb 4° abs. wieder ansteigt. Auch bei Leidener Messungen³⁾ an Natrium ist ein geringer Anstieg zu bemerken, der jedoch noch nicht der zehnte Teil von dem bei uns aufgetretenen war. Vermutlich ist der Anstieg auf Verunreinigungen zurückzuführen, da man ein Minimum des Widerstandes in der Regel nur bei nicht reinen Metallen findet. Natürlich erschwert das Wiederansteigen des Widerstandes unterhalb 4° abs. wegen der Unsicherheit über den Restwiderstand die Reduktion auf ideal reines Material und die Bestimmung von θ .

Der von uns berechnete Wert $\theta = 233$ ist also ziemlich unsicher; aber der Unterschied gegen den Wert 159, den Simon⁴⁾ aus den spezifischen Wärmen berechnet, kann kaum durch die Unsicherheit erklärt werden. Nach C. E. Blom¹⁾ erhält man im Mittel $\theta = 172$.

c) *Kalium* (Montierungsart 7)

Es wurden zwei Kaliumproben untersucht, die eine unbekannter Herkunft, die andere 1929 von Firma Kahlbaum bezogen. Beide sind, nach dem Restwiderstand zu urteilen, weniger rein als das in Leiden untersuchte Kalium³⁾, an dem die Messungen allerdings nicht bis zu so tiefen Temperaturen, wie bei uns, durchgeführt wurden. Wir teilen unsere Beobachtungen an der neueren Kaliumsorte K 2 mit, da aus ihnen hervorgeht, daß Kalium bis herunter zu 1,2° abs. nicht supraleitend wird. Zum Vergleich sind in der Tabelle auch die Leidener Messungen an dem reineren Kalium aufgeführt.

Aus unseren reduzierten r -Werten finden wir $\theta = 181$, aus den Leidener Messungen bei Reduktion auf ideal reines

1) C. E. Blom, Ann. d. Phys. [4] **42**. S. 1397. 1913.

2) F. Simon, Ztschr. f. phys. Chem. **109**. S. 136. 1924.

3) H. R. Woltjer u. H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden Nr. 173a, 1924.

4) F. Simon u. E. Vohsen, a. a. O.

Tabelle 2. Natrium

Atom-Nr. Kristallsystem	Metall	11 K. rz. ¹⁾	Na 1	$\theta = 233$, berechnet nach Formel (2)
Herkunft, Verunreinigung		Kahlbaum	?	
Behandlung		im Vak. umgeschmolzen		
Länge		95 mm		
Dicke		4,5 mm ϕ		
Abstand der Stromdrähte		58 mm		
Abstand der Spannungsdrähte		52 mm		
He-Dampfdruck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	1	1
—	87,81	0,2304	0,2279	0,2283
—	77,60	0,1875	0,1849	0,1849
—	20,42	0,0066 ₉	0,0034 ₇	0,0037 ₈
767,5	4,21	0,00323	0,00000	0,00000 ₃
2,2	1,35	0,00352	—	0,00000 ₀
1,1	1,23	0,00375	—	0,00000 ₀
—	0,00	(0,00323)	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		$1,989 \cdot 10^{-4} \Omega$		—

Tabelle 3. Kalium

Atom-Nr. Kristallsyst.	Metall	19 K. rz. ¹⁾	K 2	Messungen von Woltjer u. Kam. Onnes			
Herkunft, Verunrein.		Kahlb. (1929) ?		$\theta = 181$, ber. nach (2)			
Behandlung		i. Vak. umgeschmolzen					
Länge		123 mm					
Dicke		4,8 mm ϕ					
Abstand d. Stromdr.		59,4 mm		$\theta = 163$, berechnet nach Formel (2)			
„ d. Spanngadr.		52,5 mm					
He-Dpdr. mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	1	1	1	1	1
—	87,81	0,3196	0,2501	0,2554	0,2635	0,2584	0,2623
—	77,60	0,2865	0,2136	0,2136	0,2267	0,2213	0,2213
—	20,42	0,1105	0,0196	0,0080 ₀	0,02705	0,02028	0,00990
770,0	4,21	0,0943	0,0017 ₇	0,0000 ₀	0,00702	0,00011	0,00001 ₄
320,8	3,44	0,0927	0,0000	0,0000 ₀	0,00697	0,00006	0,00000 ₀
1,0	1,22	0,0927	0,0000	0,0000 ₀	0,00693	0,00002	0,00000 ₀
—	0,00	(0,0927)	—	—	(0,00691)	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		$3,700 \cdot 10^{-3}$		—	—	—	—

1) F. Simon u. E. Vohsen, a. a. O.

Material $\theta = 163$, während Simon aus den spezifischen Wärmen, wieder wie bei Natrium, einen sehr viel niedrigeren Wert, $\theta = 94$, berechnet und nach C. Blom der Mittelwert $\theta = 105$ ist.

d) *Rubidium* (Montierungsart 7)

Das untersuchte Rubidium zeigt noch einen ziemlich starken Widerstandsabfall im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums, der vielleicht auf beginnenden Abfall zur Supraleitfähigkeit hindeutet und daher bei Ermittlung des Restwiderstandes nicht berücksichtigt wurde. Der berechnete Wert $\theta = 85$ ist erheblich höher als der von Simon aus der Lindemannschen Schmelzpunktsformel ermittelte Wert $\theta = 57$. Nach den verschiedenen Berechnungsarten von Blom erhält man im Mittel $\theta = 67$.

e) *Caesium* (Montierungsart 7)

Der Verlauf der Widerstandskurve für das untersuchte Caesium ist so anormal, daß eine Anwendung der Formel (1) zur Ermittlung der Werte für ideal reines Material und mithin auch die Berechnung des θ -Wertes unmöglich erscheint. Im besonderen zeigt sich im Temperaturgebiet zwischen 4° und 20° abs. ein Sprung im Widerstandsverlauf, der noch genauer untersucht werden muß.

f) *Kupfer* (Montierungsart 2)

Im folgenden sind die früher von dem einen von uns¹⁾ für zwei sehr reine Einkristalle beobachteten Werte nochmals aufgeführt und daraus die reduzierten r -Werte sowie der Wert von θ und die sich mit ihm ergebenden berechneten r -Werte abgeleitet.

Cu 1 ist der Kristall, der früher von Schott²⁾ auf thermische und elektrische Leitfähigkeit untersucht wurde. Später wurde für beide Kristalle von Grüneisen und Goens³⁾ nochmals die thermische und elektrische Leitfähigkeit bestimmt.

1) W. Meissner, *Phys. Ztschr.* **29**. S. 897. 1928.

2) R. Schott, *Verh. d. Dtsch. Phys. Ges.* **18**. S. 27. 1916.

3) E. Grüneisen u. E. Goens, *Ztschr. f. Phys.* **44**. S. 615. 1927.

Tabelle 4. Rubidium

Atom-Nr. Kristallsystem	Metall	37 K. rz. ¹⁾	Rb 1	$\theta = 85,$ berechnet nach Formel (2)
Herkunft, Verunreinigung		de Haën ?		
Behandlung		im Glasrohr überdestilliert		
Länge Dicke		etwa 35 mm 4,8 mm ϕ		
Abstand der Stromdrähte Abstand der Spannungsdrähte		31 mm 26 mm		
He-Dampfdruck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	1	1
—	87,81	0,3043	0,2772	0,2786
—	77,60	0,2701	0,2417	0,2417
—	20,42	0,0817	0,0459	0,0317
760	4,20	0,0391	0,0017	0,0000 ₆
1,2	1,25	0,0380	0,0005	0,0000 ₆
0,6	1,15	0,0359	—	—
0,5	1,13	0,0346	—	—
—	0,00	(0,0375)	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		$2,760 \cdot 10^{-4}$		—

Tabelle 5. Cäsium

Atom-Nr. Kristallsystem	Metall	55 K. rz. ¹⁾	Cs 1
Herkunft, Verunreinigung		Kahlbaum	?
Behandlung		im Glasrohr überdestilliert	
Länge Dicke		etwa 33 mm 3 mm	
Abstand der Stromdrähte Abstand der Spannungsdrähte		27 mm 23,5 mm	
He-Dampfdruck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	
—	273,16	1	
—	87,81	0,3310	
—	77,60	0,2982	
—	20,42	0,1318	
760,6	4,21	0,0427	
3,3	1,43	0,0399	
0,6	1,15	0,0395	
R_0 in Ω bei 273,16		$7,997 \cdot 10^{-4}$	

1) F. Simon u. E. Vohsen, a. a. O.

Tabelle 6. Kupfer

Atom-Nr. Kristallsyst.	Metall	29 K. fz.	Cu 1	Cu 2	$\theta = 355$, berechnet nach Formel (2)		
Herkunft, Verunreinigung		Schott Cu 1 Gr.-Goe. ?	Johnsen Cu 2 Gr.-Goe. ?				
Bemerkungen		Kristall getemp.	Kristall getemp.				
Länge Dicke		— 2 mm ϕ	— 1,5 mm ϕ				
Abstand d. Stromdr. „ d. Spanngsdr.		— 16 mm	— 19 mm				
He-Dpfd. mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{red.}}$ Mittel	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	1	1	1	1	1
—	82,19	0,148	0,147 ₇	—	—	0,147 ₇	0,1469
—	81,62	—	—	0,144	0,143 ₃	0,143 ₃	0,1446
—	20,42	0,00086	0,00052	0,00078	0,00050	0,00051	0,00117
764	4,20	—	—	0,00029	0,00001	0,0000 ₁	0,0000 ₀
756	4,18	0,00034	0,00000	—	—	0,0000 ₀	0,0000 ₀
46	2,42	0,00038	0,00000	—	—	0,0000 ₀	0,0000 ₀
17	1,97	—	—	0,00028	0,00000	0,0000 ₀	0,0000 ₀
1,9	1,32	0,00035	0,00000	0,00029	0,00001	0,0000 ₀	0,0000 ₀
—	0,00	(0,00034)	—	(0,00028)	—	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		$7,35 \cdot 10^{-5}$		$1,60 \cdot 10^{-4}$		—	—

Tabelle 7. Silber

Atom-Nr. Kristallsystem	Metall	47 K. fz.	Ag 1	$\theta = 239$, berechnet nach Formel (2)
Herkunft, Verunreinigung		Heraeus	?	
Behandlung		gealtert		
Länge Dicke		58,7 mm 0,5 mm ϕ		
Abstand der Stromdrähte Abstand der Spannungsdrähte		58,7 mm 52,5 mm		
He-Dampfdruck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	1	1
—	87,42	0,2349	0,2297	0,2292
—	78,85	0,1974	0,1919	0,1919
—	20,40	0,01000	0,00323	0,00360
769	4,21	0,00682 ₄	0,00003 ₇	0,00000 ₀
2,0	1,34	0,00679 ₁	0,00000 ₄	0,00000 ₀
—	0,00	(0,00678 ₄)	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		$3,95 \cdot 10^{-8}$		—

Der Wert $\theta = 355$ ist wieder höher als der aus den spezifischen Wärmen¹⁾ bzw. aus dem Ausdehnungskoeffizienten²⁾ folgende Wert $\theta = 315-325$. Auch aus der Berechnung nach Blom folgt der Mittelwert $\theta = 325$.

g) Silber (Montierungsart 2)

Die beobachteten Widerstandswerte für Silber sind wieder früheren Messungen des einen³⁾ von uns entnommen. Das untersuchte Material ist dasselbe, welches früher in höheren Temperaturen von Holborn⁴⁾ geprüft wurde. Es folgt aus den Messungen der Wert $\theta = 239$, während der von Simon aus den spezifischen Wärmen abgeleitete Wert $\theta = 215$ ist und sich nach Blom der Mittelwert 229 ergibt.

h) Gold (Montierungsart 1 und 2)

In der Tabelle sind die früheren Messungen des einen³⁾ von uns an dem reinsten⁵⁾ untersuchten Goldeinkristall, der auch von Grüneisen und Goens⁶⁾ auf thermische und elektrische Leitfähigkeit untersucht wurde, sowie an dem reinsten polykristallinen Golddraht aufgeführt.

Für θ ergibt sich im Mittel der Wert 191, während Grüneisen unter Hinzuziehung der Widerstandswerte in hohen Temperaturen⁷⁾ und aus dem Ausdehnungskoeffizienten²⁾ $\theta = 190$ findet und Simon aus der Lindemannschen Schmelzpunktsformel $\theta = 170$, aus der thermischen Ausdehnung gleichfalls $\theta = 190$ ⁸⁾ berechnet. Nach C. Blom findet man im Mittel den Wert $\theta = 186$. Die Abweichungen zwischen berechneten und reduzierten Werten sind besonders gering bei

1) W. H. Keesom u. H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden, Nr. 147 a. 1915.

2) E. Grüneisen, Handbuch Artikel „Zustand des festen Körpers“, S. 44.

3) W. Meissner, Ztschr. f. Phys. 38. S. 647. 1926.

4) L. Holborn, Ann. d. Phys. 59. S. 145. 1919.

5) F. Mylius, Ztschr. f. anorg. Chem. 70. S. 203. 1911.

6) E. Grüneisen u. E. Goens, Ztschr. f. Phys. 44. S. 615. 1927.

7) E. Grüneisen, Handbuch Artikel „Metallische Leitfähigkeit“, S. 21.

8) F. Simon, Physik.-Chem. Tabellen Landolt-Börnstein, I. Ergänzungsband, 1927, S. 707.

Tabelle 8. Gold

Atom-Nr. Kristyst. Metall	79 K. fz.	Au 11	$\theta = 192,2$, berechnet nach Formel (2)	Au-Draht Spule			$\theta = 189,0$, berechnet nach Formel (2)
Herkunft, Verunreinigung	Au, von Mylius gereinigt < 0,001 % Gr. u. Goe.			Au, von Mylius gereinigt < 0,001 % = Au 1915			
	Bemerkungen	Einkristall		gezogener Draht gealtert	— 0,3 mm ϕ		
Länge Dicke	etwa 40 mm 2,8 mm ϕ				— 87 cm		
Abst. d. Stromdr. „ d. Spanngdr.	etwa 40 mm 35 mm						
He-Dpdr. mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$		$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$	$r_{\text{beob.}}$	
—	273,16	1	1	1	1	1	1
—	87,42	0,2553	0,2551	0,2551	—	(0,2584)	0,2506
—	84,87	—	(0,2443)	0,2446	0,2480	0,2471	0,2461
—	81,75	—	(0,2310)	0,2314	0,2341	0,2332	0,2332
—	78,85	0,2189	0,2187	0,2187	—	(0,2203)	0,2206
—	20,41	—	—	0,00696	0,00707	0,00599	0,00733
—	20,40	0,00601	0,00572	0,00694	—	—	0,00731
769	4,21	0,00029 ₁	0,00000 ₂	0,00001 ₃	—	—	0,00001 ₃
762	4,20	—	—	0,00001 ₃	0,00109	0,00000	0,00001 ₃
7,3	1,61	—	—	0,00000 ₀	0,00109	0,00000	0,00000 ₀
2,0	1,34	0,00029 ₁	0,00000 ₀	0,00000 ₀	—	—	0,00000 ₀
—	0,00	(0,29 · 10 ⁻³)	—	—	(1,09 · 10 ⁻³)	—	—
R_s in Ω bei 273,16		2,47 · 10 ⁻⁴		—	0,18		—

Au 11, wenn man für dasselbe $\theta = 192$ ansetzt, weswegen die berechneten Werte für Au 11 und den Golddraht in der Tabelle gesondert aufgeführt sind.

2. Gruppe

Es wurden sämtliche Metalle der zweiten Gruppe des periodischen Systems der Elemente untersucht.

a) Beryllium (Montierungsart 3)

Die untersuchten Berylliumproben haben beide einen so hohen Restwiderstand, daß die Ableitung des θ -Wertes unmöglich ist. Seltsamerweise hat Be 3, das nach der Angabe von Siemens und Halske sehr viel reiner ist als Be 2, einen höheren Restwiderstand als Be 2. Vielleicht ist dies darauf

zurückzuführen, daß Be 3 im Gegensatz zu Be 2 nach der elektrolytischen Abscheidung umgeschmolzen ist. In diesem Fall wäre wahrscheinlich durch Temperung eine Verringerung des Restwiderstandes zu erzielen. Für die untersuchte Probe be-

Tabelle 9. Beryllium

Atom-Nr. Kristallsystem	Metall	⁴ hex.	Be 2	Be 3
Herkunft, Verunreinigung		S. u. H.	2% haupts. Fe, Spuren BaFl ₃ , BeFl ₃	S. u. H. 0,5% haupts. Fe
Bemerkungen		Aus dem elektrol. niedergeschlagenen Metall herausgeschnitten.		geschmolzen
Länge Dicke		etwa 15 mm 1,8 × 1,5 mm		8 mm 1,5 × 1,5 mm
Abstand der Stromdrähte Abstand der Spannungsdrähte		etwa 12 mm 7,4 mm		7 mm 3,5 mm
He-Dampfdruck	Grad abs.	<i>r</i> _{beob.}	<i>r</i> _{beob.}	
—	273,16	1	1	
—	86,14	—	0,4219	
—	81,73	0,322 ₀	—	
—	78,42	—	0,4161	
—	20,45	—	0,4049	
—	20,44	0,3075	—	
774	4,22	—	—	
760,4	4,20	—	0,374	
48	2,38	0,3075	—	
2,9	1,41	—	0,374	
2,2	1,35	0,3077	—	
<i>R</i> ₀ in Ω bei 273,16		2,25 · 10 ⁻⁴	1,236 · 10 ⁻⁴	

trägt der spezifische elektrische Widerstand bei 0° C im Mittel etwa $7,9 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$. Nach P. W. Bridgman¹⁾ findet man den Wert $9,7 \cdot 10^{-6} \Omega \text{ cm}$.

b) Magnesium (Montierungsart 3)

Aus den Beobachtungen an zwei Magnesiumsorten ergibt sich für θ im Mittel der Wert 357, während sich aus den spezifischen Wärmen nach Simon der Wert $\theta = 305$, nach C. Blom

1) P. W. Bridgman, Proc. of the Amer. Acad. 62. S. 207. 1927.

Tabelle 10. Magnesium

Kryst. syst. Atom-Nr.	Metall	12 hex.	Mg 1	Mg 2	$\theta = 357$, berechnet nach Formel (2)		
Herkunft, Verunreinigung		de Hön (Stangen)	?	Kahlb. (Blech)			?
Behandlung		2,5 ^b , 250° C i. Vak.		2,5 ^b , 250° C i. Vak.			
Länge		60,2 mm		58,5 mm			
Dicke		0,9 mm ϕ		0,9 mm ϕ			
Abst. d. Stromdr.		57,5 mm		54 mm			
„ d. Spanngsdr.		51,5 mm		45 mm			
He-Dpfd. mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{red.}}$ gemittelt	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	1	1	1	1	1
—	88,19	0,2006	0,1739	0,2143	0,1702	0,1721	0,1712
—	77,61	0,1576	0,1295	0,1728	0,1263	0,1279	0,1279
—	20,46	0,0344	0,0022	0,0532	0,0000	0,0011	0,0011
761,6	4,20	0,0323	0,0000	0,0565	—	(0,0000)	0,0000
213,1	3,16	0,0326	—	0,0596	—	—	—
1,4	1,27	0,0329	—	0,0614	—	—	—
—	0,00	(0,0323)	—	(0,0532)	—	—	—
R_0 in Ω b. 273,16		$4,049 \cdot 10^{-3}$		$3,544 \cdot 20^{-3}$		—	—

Tabelle 11. Calcium

Atom-Nr. Kristallsystem	Metall	20 K. fz. ¹⁾	Ca 1
Herkunft, Verunreinigung		Kahlbaum (Stangen)	?
Behandlung		im Glasrohr mit He-Gasfüllung eingeschlossen	
Länge Dicke		59 mm 1,2 × 1,2 mm	
Abstand der Stromdrähte Abstand der Spannungsdrähte		56,5 mm 52 mm	
He-Dampfdruck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	
—	273,16	1	
—	83,57	0,4582	
—	77,59	0,4398	
—	20,45	0,3536	
776,3	4,22	0,2807	
2,3	1,36	0,2792	
R_0 in Ω bei 273,16		$1,461 \cdot 10^{-3}$	

1) F. Simon u. E. Vohsen, a. a. O.

der Mittelwert $\theta = 330$ ergibt. Daß die Übereinstimmung zwischen berechneten und reduzierten Werten in Tab. 10 trotz der immerhin großen Reduktion so gut ist, dürfte Zufall sein.

c) Calcium (Montierungsart 3 und 6)

Das untersuchte Calcium ist wieder so wenig rein, daß die Ableitung eines θ -Wertes unmöglich erscheint.

d) Strontium (Montierungsart 1 und 6)

Beim Strontium wurde durch die Alterung eine wesentliche Besserung des Materials erzielt. Für θ ergibt sich der Wert 171, während Simon (a. a. O.) nach der Lindemannschen Schmelzpunktsformel $\theta = 100$ berechnet.

Tabelle 12. Strontium

Atom-Nr. Kristallsyst.	Metall	38 K. fz. 1)	Sr 1	Sr 2		$\theta = 171$, berechnet nach Formel (2a)
Herkunft, Verunreinigung		Simon Stücke	< 0,1 % Fe	Simon Stücke < 0,1 % Fe		
Behandlung		ausgewalzt, nicht ge- altert, i. Glasrohr mit He-Gas eingeschl.		3 ^b 160° C i. Vak. im Glasrohr mit He-Gas eingeschl.		
Länge Dicke		34 mm 2,5 × 0,5 mm		32 mm 3 × 0,5 mm		
Abst. d. Stromdr. „ d. Spanngedr.		34 mm 26 mm		30 mm 23 mm		
He-Dpfr. mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	—	1	1	1
—	86,32	0,3459	—	0,3313	0,262 ₀	0,266 ₀
—	77,75	0,3140	—	0,3022	0,230 ₅	0,230 ₅
—	20,40	0,1193	—	0,1162	0,025 ₄	0,009 ₈
767,5	4,21	0,18 ₈	—	—	—	—
764,6	4,20	—	—	0,093 ₇	0,000 ₈	0,000 ₀
2,2	1,35	0,18 ₈	—	—	—	—
1,9	1,32	—	—	0,093 ₂	0,000 ₀	0,000 ₀
1,8	1,32	0,18 ₈	—	—	—	—
—	0,00	—	—	(0,093 ₂)	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		$4,641 \cdot 10^{-2}$		$2,610 \cdot 10^{-2}$		—

1) F. Simon u. E. Vohsen, a. a. O.

e) Barium (Montierungsart 1 und 6)

Das untersuchte Barium ist, nach dem Restwiderstand zu urteilen, ziemlich rein. Für θ erhält man den Wert 133. Nach anderen Methoden ist der Wert von θ , wie es scheint, noch nicht ermittelt worden. Der spezifische elektrische Widerstand des Bariums bei 0°C beträgt etwa $6 \cdot 10^{-5} \Omega \text{ cm}$.

Tabelle 13. Barium

Atom-Nr. Kristallsystem	Metall	56 K. rz.	Ba 1	$\theta = 133$, berechnet nach Formel (2a)
Herkunft, Verunreinigung		Simon	?	
Behandlung		im Glasrohr mit He-Gas- füllung eingeschlossen		
Länge Dicke		40 mm 4 × 0,2 mm		
Abstand der Stromdrähte Abstand der Spannungsdrähte		40 mm 26,5 mm		
He-Dampfdruck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	1	1
—	85,68	0,3149	0,2831	0,2824
—	78,00	0,2843	0,2511	0,2511
—	20,45	0,0670,	0,0238,	0,0170,
770	4,21	0,0450	0,0007	0,0003
320,8	3,44	0,0451	0,0008	0,0001
1,3	1,26	0,0446	0,0003	0,0000
—	0,00	(0,0443)	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		$1,908 \cdot 10^{-2}$		—

f) Zink (Montierungsart 1 und 2)

Bei Zink sind wieder die früheren Messungen des einen¹⁾ von uns übernommen, und zwar die an den besten Einkristallen Zn 1 und Zn 67. Der letztere wurde auch von Grüneisen und Goens²⁾ auf thermische und elektrische Leitfähigkeit untersucht. Als θ -Werte kann man direkt die von Grüneisen und Goens²⁾ für die Richtung parallel und senkrecht zur hexagonalen Achse abgeleiteten Werte verwenden, da die damit berechneten Werte auch bei Berücksichtigung

1) W. Meissner, Ztschr. f. Phys. **38**. S. 647. 1926.2) E. Grüneisen u. E. Goens, Ztschr. f. Phys. **26**. S. 250. 1924.

Tabelle 14. Zink

Atom-Nr. Kristallst.	Metall	30 hex.	Zn 1	Nach Grüneisen u. Goens $\theta_1 = 215, \theta_2 = 168, \theta_3 = 138,$ $a_1 = +0,0_{23}, a_2 = +0,0_{13}$	Zn 67			Nach Grüneisen u. Goens $\theta_1 = 335, \theta_2 = 210, \theta_3 = 138,$ $a_1 = +0,0_{10}, a_2 = +0,0_{13}$
Herkunft, Verunreinigung	Kahlb.	v. Mylius gereinigt	Kahlb.		v. Mylius gereinigt			
Behandlung	Einkristall hexagon. Achse (4°)		Einkristall ⊥ hexagon. Achse (84°,5)					
Länge Dicke	etwa 55 mm 0,7 mm ϕ		etwa 55 mm 1,3 mm ϕ					
Abst. d. Stromdr. „ d. Spanngsdr.	etwa 55 mm 50 mm		etwa 55 mm 50 mm					
He-Dpdr. mm Hg	Grad abs.	$r_{beob.}$	$r_{red.}$	$r_{ber.}$	$r_{beob.}$	$r_{red.}$	$r_{ber.}$	
—	273,16	1	1	1	1	1	1	
—	83,73	0,2351	0,2337	0,237	—	—	0,219	
—	82,47	—	—	0,231	0,2141	0,2128	0,214	
—	20,45	0,00873 ₆	0,00693 ₀	0,0076 ₉	—	—	0,0073 ₀	
—	20,42	—	—	0,0076 ₉	0,00750	0,00577	0,0073 ₅	
767	4,21	0,00183 ₃	0,00002 ₉	0,00001 ₄	0,00175 ₉	0,00001 ₃	0,00001 ₅	
9,0	1,67	0,00181 ₃	0,00000 ₈	0,00000 ₀	0,00174 ₀	0,00000 ₁	0,00000 ₀	
—	0,00	(1,81 ₀ ·10 ⁻⁹)	—	—	(1,73 ₉ ·10 ⁻⁹)	—	—	
R_0 in Ω b. 273,16		7,78 · 10 ⁻⁸		—	2,18 · 10 ⁻⁸		—	

der neuen Messungen im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums, die Grüneisen und Goens noch nicht zur Verfügung standen, nur geringe Abweichungen gegen die reduzierten Werte aufweisen, wie aus Tab. 14 hervorgeht. Aus der spezifischen Wärme folgt nach Simon für θ im Mittel der Wert 230. Aus der Atomfrequenz erhält man nach C. E. Blom den Mittelwert $\theta = 229$.

g) Cadmium (Montierungsart 1 und 2)

Auch bei Cadmium sind die Messungen des einen¹⁾ von uns an den reinsten untersuchten Kristallen, die auch von Grüneisen und Goens²⁾ auf thermische und elektrische Leitfähigkeit geprüft wurden, und an einem polykristallinen Cadmiumdraht übernommen, sowie die von Grüneisen und

1) W. Meissner, Ztschr. f. Phys. **38**. S. 647. 1926.

2) E. Grüneisen u. E. Goens, Ztschr. f. Phys. **26**. S. 250. 1924.

Tabelle 15. Cadmium

Atom-Nr. Kristallayst.	Metall hex.	Cd 2		$\theta = 158^\circ$, nach Formel (2a)	Cd 46		Nach Grüneisen und Goens	Cd 47		Nach Grüneisen und Goens
		Kahlb. von Mylius Draht gereinigt	gealtert		Kahlb. von Mylius Cd 46 Gr. gereinigt u. Goe.	Einkristall hexagon. Achse (10°)		Kahlb. von Mylius Cd 47 Gr. gereinigt u. Goe.	Einkristall (stark erhitzt) \perp hexagon. Achse (14°)	
Herkunft, Verunreinigung	Behandlung	etwa 55 mm 0,2 mm ϕ	etwa 55 mm 50 mm	$r_{ber.}$	$r_{beob.}$	$r_{red.}$	$r_{ber.}$	$r_{beob.}$	$r_{red.}$	$r_{ber.}$
—	273,16	1	1	1	1	1	1	1	1	1
—	82,47	0,2575	0,2570	0,2570	0,2617	0,2617	0,262	0,2542	0,2537	0,251
—	20,42	2,09 · 10 ⁻³	2,02 · 10 ⁻³	1,14 · 10 ⁻³	2,20 · 10 ⁻³	2,19 · 10 ⁻³	2,14 · 10 ⁻³	1,97 · 10 ⁻³	1,92 · 10 ⁻³	1,88 · 10 ⁻³
769	4,21	—	—	0,21 · 10 ⁻⁴	1,83 · 10 ⁻⁴	0,34 · 10 ⁻⁴	0,3 · 10 ⁻⁴	5,07 · 10 ⁻⁴	0,3 · 10 ⁻⁴	0,3 · 10 ⁻⁴
763	4,20	7,60 · 10 ⁻⁴	0,30 · 10 ⁻⁴	0,20 · 10 ⁻⁴	—	—	0,3 · 10 ⁻⁴	—	—	0,3 · 10 ⁻⁴
9,4	1,68	7,36 · 10 ⁻⁴	0,06 · 10 ⁻⁴	0,01 · 10 ⁻⁴	—	—	0,01 · 10 ⁻⁴	—	—	0,01 · 10 ⁻⁴
2,2	1,35	—	—	0,00 · 10 ⁻⁴	1,57 · 10 ⁻⁴	0,03 · 10 ⁻⁴	0,0 · 10 ⁻⁴	4,75 · 10 ⁻⁴	0,03 · 10 ⁻⁴	0,0 · 10 ⁻⁴
—	0,00	(7,30 · 10 ⁻⁴)	—	—	(1,57 · 10 ⁻⁴)	—	—	(4,75 · 10 ⁻⁴)	—	—
R_0 in Ω bei 273,16	—	0,264	—	—	5,15 · 10 ⁻⁴	—	—	3,45 · 10 ⁻⁴	—	—

Goens abgeleiteten θ -Werte. Aus den auf ideal reines Material reduzierten Werten bei dem polykristallinen Cadmiumdraht ergibt sich für die charakteristische Temperatur der Wert $\theta = 158$. Simon berechnet aus den spezifischen Wärmen als mittleren θ -Wert 172. Nach C. Blom findet man als Mittelwert $\theta = 148$.

h) Quecksilber (Montierungsart 7).

Beim Quecksilber besitzen die beobachteten r -Werte eine gewisse Unsicherheit, einmal, weil auf den Wert des festen¹⁾ Quecksilbers bei 0° C extrapoliert werden mußte, und zweitens, weil die in flüssigem Sauerstoff und Stickstoff, flüssigem Wasserstoff und flüssigem Helium beobachteten Widerstandswerte bei verschiedenen Abkühlungen nicht genau übereinstimmen.

Tabelle 16. Quecksilber

Atom-Nr. Kristallsyst.	Metall	80 rhomb. ²⁾	Hg 1	$\theta = 36,8$, berechnet nach Formel (2)		
Herkunft, Verunreinigung		P. T. R.	—			
Behandlung		in evakuiertes Glasrohr eingefüllt				
Abst. d. Stromdr. „ d. Spanngdr.		— —				
He-Dpdr. mm Hg	Grad abs.	$R_{\text{beob.}}$ in Ω flüssigextrapol. v. fest. Hg		$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$
(Vor Abk.)	274,18 ₇	$5,0711_9 \cdot 10^{-3}$	$1,00_3 \cdot 10^{-3}$	—	—	—
(Nach Abk.)	273,81 ₄	$5,0583_0 \cdot 10^{-3}$	$1,00_0 \cdot 10^{-3}$	—	—	—
—	273,16	—	$1,00_0 \cdot 10^{-3}$	1	1	1,026
—	88,90	$3,2594 \cdot 10^{-3}$	—	0,3259	0,3259	0,3259
—	77,82	$2,8199 \cdot 10^{-3}$	—	0,2820	0,2820	0,2842
—	20,46	$6,423 \cdot 10^{-4}$	—	0,06423	0,06423	0,06423
765	4,20	$2,0 \cdot 10^{-5}$	—	0,0020	0,0020	0,0018
				$R/R_{4,2}$		
721,5	4,14	—	—	0,95 ₆	—	—
712,6	4,13	—	—	0,89 ₆	—	—
707,0	4,12	—	—	0,48 ₃	—	—
701	4,11	—	—	$< 6 \cdot 10^{-4}$	—	—
—	0,00	—	—	(0,0000)	—	—

1) H. Kamerlingh Onnes u. G. Holst, Comm. Leiden Nr. 142, 1914.

2) M. Wolf, Ztschr. f. Phys. 53. S. 72. 1929.

Offenbar erhält der beim Abkühlen des flüssigen Quecksilbers entstehende kapillare Faden, dessen Widerstand gemessen wird, nicht immer genau dieselben Abmessungen und gleiche Orientierung der Kristalle. Um diese Fehler zu vermeiden, hätte man das Quecksilber während der ganzen Untersuchung in fester Form erhalten müssen, was aber bei den Messungen in flüssigem Helium experimentell nicht möglich war und auch bei den Messungen in anderen Temperaturen gewisse Schwierigkeiten macht. Aber selbst, wenn man ein Wiederschmelzen verhindert, erhält man vor

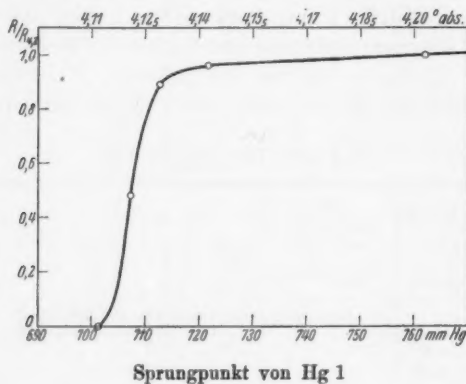


Fig. 8

und nach der Abkühlung mit flüssigem Wasserstoff nicht genau gleiche Werte in flüssigem Stickstoff. Vielleicht ist dies eine Folge von Spannungen, die auftreten, oder von mangelnder Temperung. Aus allen diesen Gründen weichen auch unsere Werte von den in Leiden ermittelten ab.¹⁾ In der Tab. 16 ist, um die Genauigkeit, die bei den Messungen in flüssigem Helium erzielt wurde, nicht zu verdecken, nicht der Wert r , sondern der Wert $\frac{R}{R_{4.2}}$ angegeben. Dieselbe Größe ist auch in der

1) Anm. b. d. Korrektur. Inzwischen ist über die Ursachen für die bei Quecksilber auftretenden Schwankungen eine interessante Untersuchung von O. Sekell (Ann. d. Phys. [5] 6. S. 932. 1930) erschienen.

Fig.
keit
gang
stim
über

von
gleic

in d
Schm
word
Aus
 $\theta =$
0,00
Zust
zwise
zeln
weni
wide

ling
den
zifisc
ergib
Hol
Wert

Indi
such

1014.

Fig. 8 aufgetragen, die die Übergangskurve zur Supraleitfähigkeit für Quecksilber darstellt. Der mittlere Punkt der Übergangskurve, den man in der Regel als Sprungpunkt bezeichnet, stimmt gut mit den Leidener Messungen¹⁾ an Quecksilber überein.

Da das untersuchte Quecksilber sehr rein ist, dürfte der von Verunreinigungen herrührende Zusatzwiderstand nahezu gleich Null sein.

Zur Berechnung der charakteristischen Temperatur θ sind in der Formel (2) als Bezugstemperaturen zwei unterhalb des Schmelzpunktes des Quecksilbers gelegene Punkte genommen worden, und zwar als Bezugstemperatur T_0 der Wert $88,90^\circ$ abs. Aus unseren beobachteten r -Werten ergibt sich dann der Wert $\theta = 37$, während bei Annahme eines Restwiderstandes von $0,0012$, R_0 (R_0 = Widerstand bei $273,16^\circ$ abs., aus dem festen Zustande extrapoliert) der Wert $\theta = 40$ folgt. Die Differenzen zwischen reduzierten und berechneten r -Werten für die einzelnen Beobachtungstemperaturen werden mit $\theta = 40$ ein wenig größer als für $\theta = 37$ und verschwindenden Restwiderstand.

E. Grüneisen²⁾ berechnet aus Messungen von Kamerlingh Onnes und Holst³⁾ über den elektrischen Widerstand den Wert $\theta = 47$. F. Simon gibt als mittleren, aus der spezifischen Wärme abgeleiteten Wert $\theta = 96$ an. Nach C. Blom ergibt sich als Mittelwert $\theta = 89$. Kamerlingh Onnes und Holst³⁾ jedoch leiten bei $4,2^\circ$ abs. aus der Atomwärme den Wert $\theta = 60$ ab.

3. Gruppe

Von Elementen dieser Gruppe wurden Bor, Aluminium, Indium und Thallium untersucht. Über Gallium sind die Versuche noch nicht abgeschlossen.

1) H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden Nr. 133a, 24, 1913.

2) E. Grüneisen, Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 20. S. 36. 1918.

3) H. Kamerlingh Onnes u. G. Holst, Comm. Leiden Nr. 142a, 1914.

a) Bor (Montierungsart 8)

Bor lag in Form kleiner Kristalle von der Fa. de Haën vor. Ein möglichst großer Kristall wurde ausgesucht und in

Tabelle 17. Bor

Atom-Nr Kristallsystem	Metall	5	B 1
Herkunft, Verunreinigung		de Haën krist.	3% Fe
Behandlung		—	
Länge Dicke		etwa 1,7 mm 0,5 × 1,7 mm	
Abstand der Stromdrähte Abstand der Spannungsdrähte		etwa 1,7 mm etwa 1,7 mm	
He-Dampfdruck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	
—	273,16	1	
—	84,57	$\sim 0,59 \cdot 10^5$	
—	77,61	$\sim 4,0 \cdot 10^5$	
—	20,34	$\sim 4,4 \cdot 10^7$	
764,4	4,20	$\sim 5,4 \cdot 10^5$	
1,4	1,27	$\sim 7,9 \cdot 10^5$	
R_0 in Ω bei 273,16		$8,12 \cdot 10^3$	

der oben angegebenen Weise montiert. Der Widerstandsverlauf ist so unregelmäßig und abnorm, daß von einer Reduktion auf ideal reines Material oder einer Berechnung der charakteristischen Temperatur keine Rede sein kann.

b) Aluminium

Es wurde verwendet:

Bei Al 1	Montierungsart 2.
" Al 2	" 2.
" Al 3	" 3.
" Al 4	" 4.

Der Widerstand aller vier untersuchten Aluminiumsorten steigt im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums wieder etwas an, am meisten bei Al 3, einem gedrehten Stäbchen, an dem

Tabelle 18. Aluminium

Atom-Nr. Kristallsystem	Metall	13 K. fz.	Al 1		Al 2		Al 3		Al 4		$\theta = 438$, be- rechnet nach For- mel (2)
			Amer.	?	Amer.	?	Al 1 Gr.u.Goe.	?	Amer.	?	
Herkunft, Verunreinigung			—		2,5°, 300° C		2,5°, 300° C		—		
Behandlung											
Länge			56,7 mm		57,5 mm		64,4 mm		60 mm		
Dicke			1,5 × 1,1 mm		1,7 × 1,0 mm		2,2 mm ϕ		2,2 mm ϕ		
Abstand der Stromdrähte			56,7 mm		57,5 mm		56,5 mm		51 mm		
Abstand der Spannungsdrähte			52,4 mm		52,5 mm		52,0 mm		48 mm		
He-Dampfdruck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$		$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{beob.}}$		$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{beob.}}$		$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$ gemittelt
		$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$ gemittelt	
—	273,16	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
—	85,12	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,120 ₀
—	83,40	—	—	0,1230	0,1098	—	—	0,128 ₀	0,121 ₀	0,113 ₀	0,113 ₀
—	81,74	0,1279	0,1104	—	—	—	—	—	—	—	0,107 ₆
—	77,80	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,094 ₀
—	77,73	—	—	—	—	—	—	0,101 ₄	0,094 ₀	0,094 ₀	0,094 ₀
—	20,44	0,0210	0,0013	0,0160	0,0012	0,1008	0,0949	—	—	—	0,093 ₀
—	20,41	—	—	—	—	0,0075	0,0010	—	—	—	0,0006 ₀
768	4,21	0,0197	0,0000	0,0148	0,0000	—	—	0,0093 ₄	0,0014 ₀	0,0012	0,0006 ₀
48	2,38	0,0198	—	0,0149	—	0,0065	0,0000	0,0079	0,0000	0,0000	0,0000
2,2	1,35	0,0198	—	0,0150	—	—	—	—	—	—	—
1,9	1,32	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,3	1,31	—	—	—	—	0,0067	—	—	—	—	—
—	0,00	(0,0197)	—	(0,0148)	—	(0,0065)	—	0,0080	—	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		1,35 · 10 ⁻³	—	1,16 · 10 ⁻³	—	3,56 · 10 ⁻⁴	—	(0,0079)	—	—	—
								3,700 · 10 ⁻⁴	—	—	—

Grüneisen und Goens¹⁾ schon früher Untersuchungen über den elektrischen und den Wärmewiderstand vorgenommen haben. Auch bei Aluminium wird infolge des Wiederansteigens des Widerstandes und der damit verbundenen Unsicherheit über den Restwiderstand die Reduktion auf ideal reines Metall und die Berechnung von θ erschwert.

Als mittlerer Wert der charakteristischen Temperatur ergibt sich $\theta = 438$. Simon (a. a. O.) findet aus den spezifischen Wärmen $\theta = 398$ und gibt in den Physikalisch-Chemischen Tabellen von Landolt-Börnstein (a. a. O.) den Wert $\theta = 390$ an. Nach verschiedenen Berechnungsarten ergibt sich mit C. Blom im Mittel der Wert $\theta = 387$.

c) Indium (Montierungsart 1)

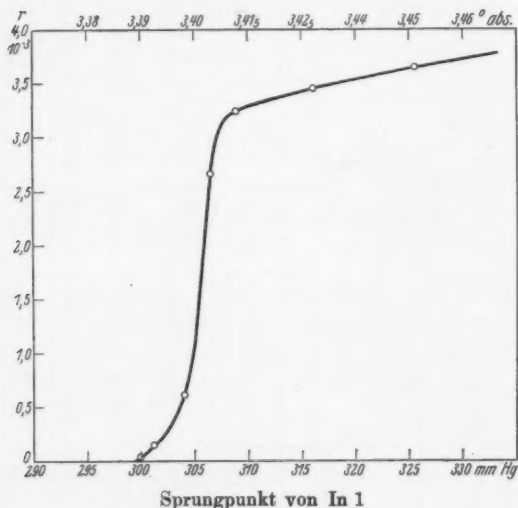


Fig. 9

In Fig. 9 ist die Kurve des Übergangs zur Supraleitfähigkeit bei Indium wiedergegeben. Der Sprungpunkt liegt nach den Messungen bei einem Heliumdampfdruck von 306 mm Hg,

1) E. Grüneisen u. E. Goens, *Ztschr. f. Phys.* **44**. S. 615. 1927.

Tabelle 19. Indium

Atom-Nr. Kristallsystem	Metall	49 tetrag.	In 1	$\theta = 198$, berechnet nach Formel (2a)
Herkunft, Verunreinigung		de Haën	0,04% Pb; 0,04% Ge; 0,02% As; 0,02% Zn; 0,1% Fe?	
Behandlung		umgeschmolzen		
Länge Dicke		21,5 mm $3 \times 0,5$ mm		
Abstand der Stromdrähte Abstand der Spannungsdrähte		20 mm 12,5 mm		
He-Dampfdruck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	1	1
—	88,90	0,2567	0,2548	0,2639
—	77,82	0,2177	0,2157	0,2157
—	20,46	0,0256	0,0231	0,0065
770	4,21	0,00387	0,00135	0,00001
325,5	3,45	0,0036 ₉	—	—
316,1	3,43	0,0034 ₉	—	—
308,8	3,41	0,0032 ₉	—	—
306,7	3,41	0,0028 ₉	—	—
303,9	3,40	0,0005 ₉	—	—
301,1	3,39	0,0001 ₉	—	—
300,6	3,39	0,0000 ₉	—	—
299,7	3,39	0,0000 ₉	—	—
298,4	3,39	0,0001 ₉	—	—
295	3,38	$< 2 \cdot 10^{-6}$	—	—
—	0,00	(0,00253) ¹⁾	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		$1,451 \cdot 10^{-3}$		—

in guter Übereinstimmung mit den Leidener Messungen²⁾, nach denen er bei 307 mm Hg gefunden wurde. Aus den auf ideal reines Material bezogenen reduzierten r -Werten berechnet sich die charakteristische Temperatur zu $\theta = 198$, während Simon nach der Lindemannschen Schmelzpunktsformel den mittleren Wert $\theta = 116$ findet.

1) Extrapoliert aus dem Verlauf zwischen 4,2° und 3,4° abs.

2) W. Tuyn u. H. Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden Nr. 167a, 1923; Arch. Neerland (III A) 7. S. 289. 1924; W. Tuyn, Diss. Leiden 1924, S. 29; W. Tuyn, Comm. Leiden Nr. 196b, 1929.

d) Thallium (Montierungsart 1)

Die Übergangskurve zur Supraleitfähigkeit bei Thallium 1, die in Fig. 10 wiedergegeben ist, erstreckt sich über ein etwas größeres Temperaturintervall als bei den von Onnes und Tuyn untersuchten Thalliumproben.¹⁾ Das dürfte wohl auf die bei Tl 1 röntgenspektroskopisch festgestellte Verunreinigung mit Blei und Zink zurückzuführen sein, die auch den höheren Restwiderstand erklären. Der Bleigehalt scheint auch eine geringe Erhöhung des Sprungpunktes hervorzurufen, den wir bei 62 mm Hg, die Leidener Forscher bei 59,3 mm fanden.

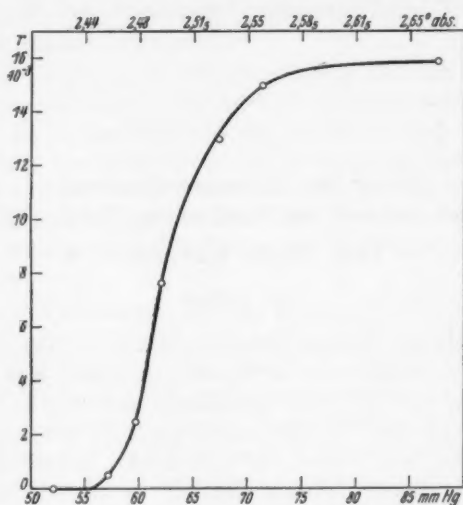
Tabelle 20. Thallium

Atom-Nr. Kristallsystem	Metall	81 hex. ²⁾	Tl 1	$\theta = 140$, berechnet nach Formel (2)
Herkunft, Verunreinigung		de Haën (99,5% Tl)	0,05% Pb 0,05% Zn	
Behandlung		—		
Länge Dicke		38 mm 1,5 × 2 mm		
Abstand der Stromdrähte Abstand der Spannungsdrähte		37 mm 30 mm		
He-Dampfdruck mm Hg	Grad abs.	$r_{\text{beob.}}$	$r_{\text{red.}}$	$r_{\text{ber.}}$
—	273,16	1	1	1
—	88,90	0,2852	0,2744	0,2791
—	77,82	0,2464	0,2350	0,2350
—	20,46	0,0469 ₆	0,0325 ₄	0,0143 ₉
771,6	4,21	0,0165	0,0016	0,0000
87,8	2,66	0,0159	0,0010	0,0000
71,3	2,56	0,0150	—	—
67,2	2,53	0,0130	—	—
62,0	2,49	0,0076	—	—
59,7	2,47	0,0025	—	—
57,2	2,45	0,0005	—	—
52,0	2,41	$< 0,5 \cdot 10^{-5}$	—	—
—	0,00	(0,0149) ³⁾	—	—
R_0 in Ω bei 273,16		$2,419 \cdot 10^{-3}$		—

1) H. Kamerlingh Onnes u. W. Tuyn, Comm. Leiden Nr. 160a, 1922; Arch. Néerland (IIIA) 6. S. 284. 1923; W. Tuyn, Diss. Leiden 1924, S. 22; W. Tuyn, Comm. Leiden Nr. 196b. 1929.

2) R. Levi, Ztschr. f. Phys. 44. S. 603. 1927.

3) Extrapoliert aus dem Verlauf zwischen 4,21° und 2,67° abs.



Sprungpunkt von Tl 1

Fig. 10

Für die charakteristische Temperatur ergibt sich der Wert $\theta = 140$, während F. Simon (a. a. O.) aus der spezifischen Wärme $\theta = 100$ findet. Dieser Wert ergibt sich auch nach C. Blom.

(Schluß folgt)

(Eingegangen 2. Oktober 1930)

**Über die Glimmentladung
bei schnell wechselndem Feld. II
Von Fritz Kirchner**

(Mit 1 Figur)

Vor einigen Jahren habe ich gezeigt¹⁾, daß man mit schnellen Wechselfeldern in verdünnten Gasen eine normale Glimmentladung noch mit Spannungen aufrechterhalten kann, die nur wenig über der Ionisationsspannung des betreffenden Gases liegen, und ferner, daß man solche Entladungen noch bei sehr niedrigen Drucken erhalten kann. Ich habe diese Erscheinungen darauf zurückgeführt, daß die Flugzeit der Elektronen im Entladungsraum von der gleichen Größenordnung ist wie die Periode der Wechselfeldspannung, und daß infolgedessen die Elektronen im Entladungsraum hin- und herpendeln und ihre ionisierende Wirkung vervielfachen können.

Aus der Bewegungsgleichung des Elektrons im sinusförmigen Wechselfeld

$$m \cdot \ddot{x} = e E_0 \cdot \sin \omega t$$

ergibt sich nämlich durch zweimalige Integration z. B. der während einer halben Schwingungsdauer zurückgelegte Weg zu

$$x = \frac{e}{m} \cdot E_0 \cdot \frac{\pi}{\omega^2};$$

d. h. mit $\frac{e}{m} = 1,76$ el. m. E., $E_0 = 20$ Volt/cm $= 2 \cdot 10^9$ el. m. E. und $\omega = 2 \cdot 10^8$ legt das Elektron während einer halben Schwingungsdauer nur einen Weg von der Größenordnung von einem Zentimeter zurück.

Als experimentellen Beweis dafür, daß die beschriebene Entladung ihre Existenz im wesentlichen dem „Hin- und

1) F. Kirchner, Ann. d. Phys. 77. S. 287. 1925 (im folgenden als „I“ zitiert).

Herpendeln“ der Elektronen verdankt, habe ich damals folgenden Versuch angegeben ¹⁾:

„Man unterhält die Glimmentladung dadurch, daß man die Wechselspannung, z. B. 60 Volt, nur an eine Elektrode legt und die andere Elektrode auf dem konstanten Potential 0 hält. Bringt man jetzt die zweite Elektrode auf das konstante Potential + oder - 60 Volt (statt auf 0!), so erlischt die Glimmentladung sofort, trotzdem jetzt die maximale Potentialdifferenz zwischen den Elektroden auf das Doppelte gesteigert worden ist.“

In der Zwischenzeit ist eine größere Zahl von Veröffentlichungen ²⁾ über die „hochfrequente Glimmentladung“ erschienen, die sich aber meist auf eine phänomenologische Beschreibung der verschiedenen Entladungsformen beschränken. Bei extrem niedrigen Gasdrucken ist die hochfrequente Entladung vor kurzem besonders sorgfältig von R. W. Wood ³⁾ studiert worden, der eine große Zahl von interessanten Beobachtungen mitgeteilt hat. Seine Bemerkungen über die charakteristischen, leuchtenden Gaswolken („Plasmoid“), die in der hochfrequenten Entladung bei niedrigen Drucken auftreten, haben mich angeregt, über einige Beobachtungen zu berichten, die ich selbst im Anschluß an den oben schon erwähnten Versuch vor längerer Zeit an solchen leuchtenden Gaswolken gemacht habe. R. W. Wood ist — hauptsächlich auf Grund von spektroskopischen Beobachtungen — zu dem Schluß gekommen, daß die von ihm erhaltenen Gaswolken hauptsächlich angeregte Moleküle erhalten; bei den hier zu beschreibenden Versuchen bei etwas höheren Drucken verhielt sich der leuchtende Gasteil

1) I, S. 298.

2) E. W. B. Gill u. R. H. Donaldson, *Phil. Mag.* **2**. S. 129. 1926; R. C. Richards, *Phil. Mag.* **2**. S. 508. 1926; R. W. Wood u. A. L. Loomis, *Nature* **120**. S. 510. 1927; E. Hiedemann, *Ann. d. Phys.* **85**. S. 649. 1928; S. P. McCallum, *Nature* **121**. S. 353. 1928; S. Smith, *Nature* **121**. S. 91. 1928; I. Taylor u. W. Taylor, *Nature* **121**. S. 171 und 850. 1928; R. W. Wood, *Phil. Mag.* **8**. S. 207. 1929; S. P. McCallum u. W. T. Perry, *Nature* **123**. S. 48. 1929; B. C. Mukherjee u. A. K. Chatterji, *Nature* **123**. S. 605. 1929; P. N. Gosh u. B. D. Chatterjee, *Nature* **124**. S. 654. 1929.

3) R. W. Wood, *Phys. Rev.* **35**. S. 673. 1930.

wie eine — relativ scharf begrenzte — positive Ladungswolke.

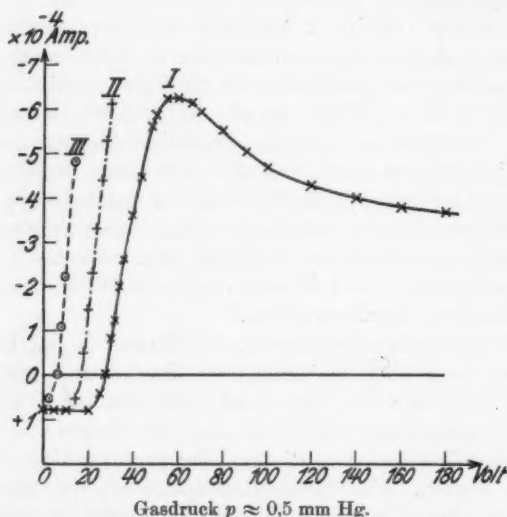
Als Entladungsrohr habe ich eine zylindrische Glasröhre von 2,5 cm lichter Weite und etwa 15 cm Länge benutzt. Als Elektroden waren zwei kreisrunde Messingplatten eingekittet, die das Innere der Glasröhre fast gänzlich ausfüllten, und deren Abstand zwischen 3 und 12 cm verändert werden konnte. Zum Betrieb der Schwingung dienten zwei RS55-Röhren in Gegentaktschaltung (vgl. I, S. 292). Die Schwingung wurde nur an eine der beiden Elektroden gelegt, während die andere Elektrode auf konstantem Potential gehalten wurde. Wurde das konstante Potential gleich dem mittleren Potential der Schwingung gemacht, so zeigte die Glimmentladung genau den gleichen Charakter, wie in dem früher untersuchten Falle, wo die Schwingung an beiden Elektroden lag (vgl. I, S. 294). Als Gasfüllung wurde bei den meisten Versuchen Argon, bei einigen Versuchen Luft benutzt. In Argon zeigte sich dann z. B. bei einem Elektrodenabstand von 30 mm und im Druckbereich von 0,01—0,1 mm die Glimmentladung als eine bläulich leuchtende Gaswolke, die den Raum zwischen den beiden Elektroden nahezu ganz ausfüllte bis auf einen schmalen, dicht vor jeder Elektrode liegenden Dunkelraum. Legt man nun aber an die eine der beiden Elektroden (an der andern möge eine Wechselspannung von einigen Hundert Volt liegen!) ein konstantes Potential von etwa 100—500 Volt, so weicht die leuchtende Gaswolke je nach dem Vorzeichen des angelegten Potentials nach der einen oder der andern Elektrode zurück, während der übrige Raum zwischen den Elektroden nur noch ein sehr schwaches diffuses Leuchten zeigt. Die Verschiebung des Saumes der leuchtenden Gaswolke ist im Bereich von 0—500 Volt ziemlich genau proportional dem angelegten Potential. Die leuchtende Gaswolke verhält sich so, als ob sie im ganzen positiv geladen wäre: bei positivem Potential der Hilfselektrode wandert sie von dieser weg; bei negativem Potential der Hilfselektrode wandert sie von der Schwingungselektrode weg. (Im letzteren Falle ist die Verschiebung des Saumes etwas kleiner als bei gleichgroßem Potential umgekehrten Vorzeichens.) Die Verschiebung des Saumes beträgt bei dem höchsten Potential (etwa 500 Volt) etwa 2,5 cm; steigert

man das Potential noch weiter, so erlischt die Entladung ganz. Die Größe der Verschiebung des Glimmsaumes nimmt mit zunehmendem Gasdruck etwas ab; vom Elektrodenabstand scheint sie dagegen im Bereich von 3—12 cm fast unabhängig zu sein. Bei höheren Gasdrücken darf das konstante Hilfspotential nicht zu weit gesteigert werden, weil sich sonst der Wechselladungsentladung eine selbständige Gleichspannungsentladung überlagert.

Auch die elektrischen Verhältnisse dieser Art von Glimmentladung zeigen einige Besonderheiten. Legt man nämlich in die Zuleitung zur Hilfselektrode ein Galvanometer, so findet man, daß zu dieser Elektrode ein Strom fließt, der stark von dem an die Elektrode gelegten Potential abhängt, aber nicht verschwindet, wenn dieses Potential Null wird. Bestimmt man den Galvanometerstrom als Funktion der angelegten Spannung, so erhält man Kurven von dem in Fig. 1 gezeichneten Typus; der Durchgang der Kurve durch die Abszissenachse rückt mit wachsendem Druck und kleiner werdendem Elektrodenabstand nach kleineren Abszissenwerten.

Der qualitative Verlauf z. B. von Kurve I in Fig. 1 ist ohne weiteres verständlich: der geringe positive Strom ($8 \cdot 10^{-5}$ Amp.) zur Hilfselektrode bei fehlendem und schwachem Gegenfeld wird wahrscheinlich durch Emission von Elektronen aus der Hilfselektrode verursacht, die von der positiven Gaswolke aufgesogen werden. Von einem Gegenpotential von 28 Volt an überwiegt aber das angelegte Feld und zieht in sehr rasch steigendem Maße Ladungen aus dem Gasraum zu den Elektroden. Bei Steigerung des Gegenpotentials über 60 Volt hinaus werden aber auch die „pendelnden“ Elektronen, die durch ihre Ionisationswirkung die Entladung unterhalten, in immer steigendem Maße aus dem Gasraum herausgezogen; infolgedessen nimmt die Gesamtzahl der gebildeten Ladungen und damit auch der Strom zur Hilfselektrode mit zunehmender Spannung wieder ab. Die Tatsache, daß die in Fig. 1 dargestellten Stromspannungskurven mit zunehmendem Elektrodenabstand nach rechts rücken, scheint darauf hinzuweisen, daß das überlagerte Gleichfeld im Gasraum annähernd homogen ist; mit zunehmendem Gasdruck scheint aber diese Homogenität durch stärkere Raumladungen gestört zu werden.

Was nun die quantitative Deutung der beobachteten Erscheinungen betrifft, so hatte ich an Hand der früheren Messungen der „minimalen Brennspannung“ in Abhängigkeit von Gasdruck und Elektrodenabstand gezeigt, daß die hochfrequente Glimmentladung im wesentlichen durch die ionisierende Wirkung der pendelnden Elektronen charakterisiert ist, und daß man aus den Messungen sogar einigermaßen zuverlässig



Gasdruck $p \approx 0,5$ mm Hg.
Elektrodenabstand: Kurve I: 12 cm, Kurve II: 6 cm, Kurve III: 3 cm.
Strom zur Gleichspannungselektrode in der hochfrequenten Glimmentladung als Funktion der angelegten Gleichspannung

Fig. 1

die freie Weglänge der Ionisierung für das Elektron ermitteln kann. Darüber hinaus ist von I. Thomson¹⁾ kürzlich in einer interessanten Arbeit darauf hingewiesen worden, daß man die damals gefundene Abhängigkeit der hochfrequenten Entladungsspannung von Druck und Elektrodenabstand zwanglos durch einfache kinematische Überlegungen über die ionisierende Wirkung der Pendelelektronen quantitativ deuten kann. Nach

1) I. Thomson, Phil. Mag. 10. S. 280. 1930.

Thomson läßt sich die notwendige Bedingung für das Bestehen einer hochfrequenten Glimmentladung näherungsweise schreiben:

$$E_0 > \frac{V}{L} + \frac{\omega^2 \cdot L}{2e/m},$$

wobei V die Ionisierungsspannung des Gases und L die freie Weglänge der Elektronen bedeuten. Da L proportional $1/p$ ist, erhält man für die Minimumfeldstärke:

$$E_{0\min} = c_1 p + \frac{c_2}{p}.$$

Durch eine Gleichung dieser Art lassen sich, wie I. Thomson zeigt, meine Messungen der Druckabhängigkeit in der Tat gut darstellen; wenn man einen linearen Potentialabfall zwischen den Elektroden annimmt, ergeben sich auch der Einfluß des Elektrodenabstands und einige charakteristische Zahlenwerte (niedrigste Entladungsspannung, freie Weglänge) in annähernder Übereinstimmung mit der Erfahrung.

Aus den Überlegungen von I. Thomson scheint hervorzugehen, daß die Rekombination und Diffusion der Ionen in der hochfrequenten Glimmentladung wahrscheinlich nur eine untergeordnete Rolle spielen. Die Annahme eines linearen Potentialabfalls im Gasraum scheint auch durch die obigen Beobachtungen (vgl. Fig. 1) gestützt zu werden, obwohl man erwarten sollte, daß die positiven Gasionen, die in dem schnellen Wechselfeld praktisch unbeweglich stehen bleiben¹⁾, eine starke positive Raumladung und damit eine Verzerrung des Feldes verursachen müßten. Eine quantitativ befriedigende Deutung der Versuche wird aber jedenfalls erst möglich sein, wenn der tatsächliche Feldverlauf in der hochfrequenten Glimmentladung gemessen ist; immerhin mögen aber vielleicht auch schon die bisherigen Beobachtungen und einfachen Gesetzmäßigkeiten der hochfrequenten Glimmentladung für das kompliziertere Problem der gewöhnlichen Glimmentladung von einigem Interesse sein.

1) Diese Tatsache ist von A. v. Hippel (Ann. d. Phys. 87. S. 1035. 1928) zu qualitativen Untersuchungen über die Ionisierung durch Elektronenstoß benutzt worden.

Zusammenfassung

Es werden einige neue Beobachtungen über die Glimmentladung bei schnellen Wechselfeldern mitgeteilt. Die zwischen den Elektroden liegende leuchtende Gaswolke kann durch eine angelegte konstante Hilfsspannung als Ganzes zwischen den Elektroden hin- und hergeschoben werden, wobei sich die Wolke wie eine positive Ladung verhält. Die Verschiebung der Gaswolke ist proportional der angelegten Spannung und fast unabhängig vom Elektrodenstand.

München, 15. Oktober 1930. Institut für theor. Physik.

(Eingegangen 17. Oktober 1930)

2. De
fache
2. Ex
loser
pelfre
lung.

längs
hohe
ding
von
hohe
sator
sache
theor
word
Über
zur
verfe
expe
drah
nanz
letzt
über
bem
gede

Eine zusammenfassende Untersuchung über stehende elektrische Drahtwellen

Von Ronold King

(Mit 16 Figuren)

Inhalt: I. Einleitung. — II. Die Apparatur: 1. Das Drahtsystem; 2. Der Resonanzindikator; 3. Der Schwingungserzeuger. — III. Das einfache Parallelsystem bei loser Kopplung: 1. Theoretische Betrachtung; 2. Experimentelle Untersuchung. — IV. Das überbrückte System bei loser Kopplung: 1. Der Primärstrom; 2. Der Sekundärstrom. — V. Koppelfrequenzen und Frequenzsprung; Ziehschleifen. — VI. Feste Kopplung. — VII. Schluß. — VIII. Literatur.

I. Einleitung

In der Hochfrequenztechnik hat das Paralleldrahtsystem längst häufige Anwendung gefunden bei Bestimmungen sehr hoher Frequenzen durch direkte Wellenlängenmessungen. Neuerdings ist es auch nicht minder wichtig, bei der Abstimmung von Röhre sendern und Empfängern bei eben diesen ultrahohen Frequenzen, für welche die üblichen Spulen und Kondensatoren nicht mehr Verwendung finden (1). Trotz der Tatsache, daß stehende Wellen und Lechersche Drahtsysteme theoretisch wie auch experimentell schon vielfach untersucht worden sind, scheint ein eingehender und zusammenfassender Überblick auf verschiedene praktisch wichtige Anordnungen zur Wellenlängenmessung wertvoll, wenn nur an Hand einer verfeinerten Apparatur. Andererseits dürfte ein gründlicher experimenteller Nachweis der bekannten, aber bei Paralleldrahtsystemen oft unbeachteten Frequenzsprünge bei Resonanz als notwendig bezeichnet werden. In der Tat sind in den letzten Jahren ebensolche Frequenzsprünge bei Messungen über Elektronenschwingungen und gekoppelte Drahtsysteme bemerkt (2) und scheinbar nicht immer als solche erkannt und gedeutet worden. Dieses hat auch Strutt (3) schon erwähnt.

Im folgenden soll also in erster Linie darauf hingeeilt sein, eine eingehende und möglichst übersichtliche Darstellung verschiedener, nicht allgemein bekannter Effekte bei Paralleldrahtsystemen zu geben, und zu deuten, um durch experimentelle Ausschaltung ungewünschter Erscheinungen zu exakten Meßmethoden zu gelangen. In zweiter Linie wird auf eine Vervollständigung und experimentelle Verfeinerung der früheren Arbeit (4, 5) gehofft.

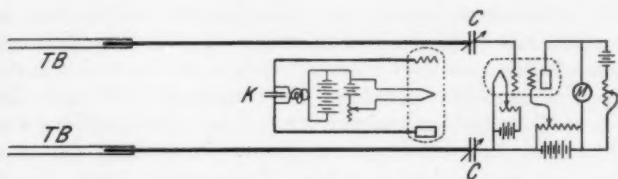
II. Die Apparatur

Da ein klares Bild der experimentellen Anordnung dem Verständnis der unten beschriebenen Versuche besonders notwendig ist, erscheint es wünschenswert, in dieser Hinsicht es nicht an Ausführlichkeit mangeln zu lassen. Außerdem ist eben diese Anordnung wegen der Genauigkeit und Empfindlichkeit ihrer Einstellung, wie auch wegen ihrer weitläufigen Verwendbarkeit, besonders zu empfehlen. Sie unterscheidet sich von der in der oben erwähnten Arbeit beschriebenen Apparatur durch viele Veränderungen und Verfeinerungen, läßt sich indessen natürlich auch als Paralleldrahtsystem, Indikator und Schwingungserzeuger (oder Oszillator) beschreiben. Der ausführlichen Beschreibung vorausgehend sei es bemerkt, daß die schon früher vorgezogene Einrichtung mit festem Indikator und verschiebbarem, induktiv gekoppeltem Oszillator mit bestem Erfolge beibehalten wurde. Ein fester Oszillator mit bewegbarer Indikatorbrücke wäre, besonders mit dem hier neu eingeführten Resonanzindikator und den experimentell notwendigen Kopplungsbedingungen kaum verwendbar.

1. Das Drahtsystem

Um ein Drahtsystem mit der experimentell wichtigen veränderlichen Länge beizubehalten, ohne jedoch die Nachteile der früher gebrauchten Messingtuben mitzuführen, wurde eine Kombination von Kupferdrähten und Messingtuben verwendet. An jedem der beiden etwa 7 m langen Drähte wurde mittels feiner Drähtchen eine starke Schnur befestigt, über welche je eine etwa 2 m lange, dünne Messingtube gleiten konnte. Das etwa 9 m lange System war also von 7—9 m veränderlich und gewährte bei ausschließlicher Verwendung der experimentell recht bequemen halben Wellenlänge von

2 m eine hinreichende Verschiebbarkeit der Drahtenden. Für guten Kontakt zwischen Drähten und Messingtuben wurde natürlich gesorgt. Um die Kopplung mit dem unten beschriebenen bewegbaren Schwingungserzeuger leicht und hinreichend einstellbar zu machen, zeigte es sich vorteilhaft, die Drähte mit Abstand von 10 cm über, anstatt nebeneinander zu



Schematisches Schaltbild der gesamten Apparatur.

C = Kopplungskondensatoren zwischen Paralleldrähten und Resonanzindikator.

K = Kondensatorbrücke des Oszillators,

$T B$ = Verschiedene Messingtuben der Paralleldrähte.

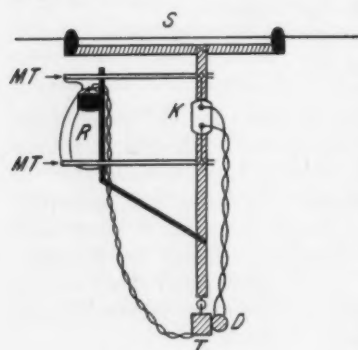
Fig. 1

spannen. An die zwei festen Drahtenden (also nicht diejenigen mit den verschiebbaren Tuben) wurde der schon oben erwähnte und zu diesem Zweck speziell gebaute Resonanzindikator (6) mittels zwei kleiner veränderlicher Kondensatoren kapazitiv gekoppelt. An dem die volle Länge gespannten Metermaß (natürlich ohne Drahteinlage!) konnte die Länge des Systems, wie auch die Lage etwaiger aus Kupferdraht gefertigter Brücken abgelesen werden. Dasselbe Metermaß diente natürlich auch, um die Stellung des Oszillators festzustellen.

2. Der Resonanzindikator

Der schon erwähnte Resonanzindikator soll an dieser Stelle flüchtig beschrieben werden, da eine eingehende Behandlung seiner Konstruktion und seiner Verwendung in der oben genannten Literaturquelle zu finden ist. Kurz gefaßt, der Indikator ist ein Schutzgitterröhrenvoltmeter, welches an einem empfindlichen Punkt der Anodenstrom-Schutzgitterspannung-Charakteristik arbeitet. Mittels zwei kleiner veränderlicher, in Reihe mit der Kathodengitterkapazität C_{hg} der Röhre geschalteten Kondensatoren wird der Indikator auf die

Frequenz des Drahtsystems abgestimmt. Die resultierende relativ sehr hohe Resonanzspannung über der sehr kleinen C_{kg} bestimmt den Anodenstromabfall. Dieser beträgt z. B. über 5 mA unter Anfachungsverhältnissen, bei welchen ein empfindliches Thermokreuz einen Ausschlag von höchstens 30 Mikroamp. zeigt. Die Empfindlichkeit ist also um etliche hundertmal gesteigert und erlaubt die Verwendung von Milliamperemern an Stelle von Galvanometern oder Mikroammern. In den im folgenden beschriebenen Versuchen fand ausschließlich ein Rawson-Multimeter Verwendung, welcher gestattete, durch einfache Drehung eines Knopfes, die Empfindlichkeit nach Belieben und Bedarf zu steigern und dieses ohne jegliche Einstellung des Röhrenvoltmeters. Fernerhin erreicht der Ausschlag fast augenblicklich seinen Maximalwert ohne die oft ärgerliche Verzögerung der Thermokreuze. Noch zu erwähnen ist, daß bei Resonanzabstimmung der Richtwiderstand des Indikators unendlich wird, so



Der Oszillator

- K = Kondensatorbrücke,
 MT = Messingtuben,
 R = 201 A-Röhre,
 D = Drosselspule,
 T = Trägerarm des Wagens,
 S = Gleitschnur.

Fig. 2

hatten. Alle Teile des Oszillators wurden fest aneinandergelötet und dieser hing dann mittels zwei Rädchen an einer dem Drahtsystem parallel laufenden stramm gespannten Schnur. In einer

daß keine Phasenverschiebung stattfindet. Mittels Spiegel und passender Beleuchtung wurde der Ausschlag des Milliammeters die volle Länge des Parallelsystems lesbar gemacht.

3. Der Schwingungserzeuger (Oszillator)

Der Schwingungserzeuger bestand lediglich aus einer 201 A-Röhre mit zwei kurzen, durch eine für die in Betracht kommende Frequenz sehr große Kapazität überbrückten Messingtuben (Fig. 2). Die Länge dieser Tuben wurde so gewählt, daß die erzeugten Schwingungen annähernd 4 m Wellenlänge

Entfernung von etwa 1 m von den Drähten war am Boden ein Gleis angebracht, auf welchem ein schmaler, die Batterien tragender Wagen fuhr. Ein langer verstellbarer Arm trug das Hauptgewicht des hängenden Oszillators, wie auch die Verbindungsdrähte und die den Schwingungskreis abschließende Drosselspule; während die genannte Schnur dafür sorgte, daß die induktive Kopplung zwischen Oszillatortuben und Parallel-drähten konstant blieb, auch wenn Wagen und Oszillator die ganze Länge des Systems bewegt wurden. Der Oszillator war so konstruiert, daß weitere Messingtuben von beliebiger und veränderlicher Länge entweder parallel den Drähten oder auch diesen rechtwinklig angebracht werden konnten.

III. Das einfache Parallelsystem bei loser Kopplung

1. Theoretische Betrachtung

Um die allgemeine Charakteristik, wie auch die Arbeitsweise des oben beschriebenen Systems zu überblicken, soll vorerst der einfachste Fall theoretisch mittels der übersichtlichen Fourierschen Reihenentwicklung behandelt werden. Da es sich hier lediglich um eine Orientierung handelt, sollen möglichst vereinfachende Annahmen über die Randbedingungen gemacht werden.

Setzt man voraus, daß die in dem Parallelsystem induzierten Spannungen und Ströme einen zeitlich harmonischen Verlauf haben, so gelten nach Hund (7) die Gleichungen:

$$(1) \quad E' = A e^{nx} + B e^{-nx}$$

$$(2) \quad I' Z' = A e^{nx} - B e^{-nx}.$$

Hier bedeuten I' und E' bzw. Strom und Spannung an einem beliebigen Punkte x der Leitung; Z' ist der komplexe Wellenwiderstand; der Exponent n ist die hyperbolische Kreisfrequenz, welche im allgemeinen auch komplex und gleich $a + j b$ ist. A und B sind Konstanten.

Es ist nun an der Reihe, vereinfachende Randbedingungen des betrachteten Drahtsystems zu ermitteln. In erster Linie besteht also das Parallelsystem von beliebiger und veränderlicher Länge, $x = l$. Fernerhin liegt am Ende $x = 0$ der Indikator, und an einem beliebigen und ebenfalls verschiebbaren Punkte,

$x = y$, ist der Oszillator induktiv gekoppelt. Die Kopplung sei genügend lose um eine Rückwirkung auszuschließen.

Der Zweck der Rechnung ist nun, eine dem Strom durch das Milliammeter des Indikators proportionale Quantität als Funktion von einer zeitlich harmonischen EMK., von der Lage y dieser induzierten Spannung und von der Länge l des Drahtsystems zu bestimmen. Nun ist aber der Ausschlag des Milliampmeters der jeweiligen Spannung zwischen Kathode und Gitter der Röhre proportional. Bei der vorausgesetzten Resonanzabstimmung ist wiederum der Verschiebungsstrom zwischen Gitter und Kathode (als Kapazität C_{kg} genommen) der Spannung proportional. Der Einfachheit halber können weiterhin die zwei veränderlichen, reihengeschalteten Abstimmkondensatoren C (Fig. 1) wie auch C_{kg} als Teil der elektrischen Länge l des Drahtsystems genommen werden. Bekanntlich ist ja der Effekt einer Kapazität eine scheinbare Verkürzung der Leitung, so daß in diesem Falle vielleicht eine viertel Wellenlänge als in den gesamten, dem Indikator angehörenden Kapazitäten zusammengezogen betrachtet werden kann. Der Verschiebungsstrom i_{kg} kann dann bei Resonanzabstimmung dem Strom durch eine widerstandslose Brücke an einem fingierten elektrischen Ende, $x = 0$, proportional gestellt werden. Das System vereinfacht sich also näherungsweise in ein Parallelsystem von elektrischer Länge l , wo der Strom I_0 zu errechnen ist für den Fall, daß $Z_0 = 0$, wo Z_0 der Richtwiderstand des Endes ist.

Bezüglich des Schwingungserzeugers, und wiederum der Einfachheit zuliebe, soll angenommen werden, daß eine zeitlich harmonische EMK. von Amplitude E an dem Punkte $x = y$ in den Drähten induziert sei. In der Tat ist es selbstverständlich eine sehr grobe Annäherung, diese induzierte EMK. auf einen Punkt zusammenzuziehen. Wie es sich aber später zeigen wird, läßt sich dieser Spezialfall qualitativ genügend erweitern, um ein übersichtliches Bild der experimentellen Resultate zu gewinnen.

Es bestehen also folgende einfache Bedingungen: für $x = y$ ist $E' = E$; für $x = 0$ ist $E' = 0$ und $I' = I_0$; für $x = l$ ist $E' = E_1$ und $I' = I_1$. Da nur die zwei Fälle für das Ende l widerstandslos überbrückt oder offen in Betracht kommen, ist Z_1 bzw. gleich Null oder gleich Unendlich zu nehmen.

Unter Einsetzung der obigen Grenzbedingungen in die Gleichungen (1) und (2) ergibt sich die Reihenentwicklung:

$$(3) \quad \left\{ \begin{aligned} I'_0 &= \left(\frac{2E}{Z'} \right) (e^{-ny} + K e^{-3ny} + K^2 e^{-5ny} \\ &\quad + K^3 e^{-7ny} + \dots \text{ usw.}) \end{aligned} \right.$$

wo $K = (\frac{1}{2}) (1 + X e^{-2nl})$ und X , der Reflexionskoeffizient des Endes $x = l$, durch $X = \frac{(Z' - Z_l)}{(Z' + Z_l)}$ gegeben ist. Für die in Betracht kommenden zwei Fälle, also für Z' gleich Null oder gleich Unendlich, wird X bzw. plus und minus eins.

Setzt man nun für n den Wert $a + j b$ ein, und setzt

$$i'_0 = I_0 e^{j \omega t},$$

so erhält man unter Beibehaltung des reellen Anteils:

$$(4) \quad \left\{ \begin{aligned} i'_0 &= - \left(\frac{2E}{Z'} \right) \{ [c_1 \cos [\omega t - b y] + c_3 \cos [\omega t - 3 b y] \\ &\quad + c_5 \cos [\omega t - 5 b y] + \dots] \\ &\quad + X c_2 [c_3 \cos [\omega t - b (3 y + 2 l)] \\ &\quad + 2 c_5 \cos [\omega t - b (5 y + 2 l)] + \dots] \\ &\quad + c_4 [c_5 \cos [\omega t - b (5 y + 4 l)] + \dots] + \dots \} \end{aligned} \right.$$

wo die Dämpfungskonstanten c_r die Form $e^{-\alpha x}$ haben.

Für jeden beliebigen Wert von l oder y ist der Strom i'_0 zeitlich harmonisch und der resultierende Indikatoreauschlag ist seiner Amplitude proportional. Man kann also schreiben:

$$(5) \quad \left\{ \begin{aligned} I'_0 &= C \{ [c_1 \cos b y + c_3 \cos 3 b y + c_5 \cos 5 b y + \dots] \\ &\quad + c_2 X [c_3 \cos [b (3 y + 2 l)] \\ &\quad + c_5 \cos [b (5 y + 2 l)] + \dots] \\ &\quad + c_4 [c_5 \cos [b (5 y + 4 l)] + \dots] + \dots \} . \end{aligned} \right.$$

Die Reihe (5) gibt einen dem Indikatoreauschlag entsprechenden Stromwert für einen beliebigen Koppelpunkt y des Oszillators, für eine Drahtlänge l des Systems und einen Reflexionskoeffizienten X des Endes l .

gestrichelten Konstanten gleich Null. Der Strom verschwindet also bei diesen Werten von y für alle Werte von l . Dieses war natürlich schon aus (5a) zu ersehen.

Zusammenfassend läßt sich folgendes aussagen. Bei einer Verlängerung von l muß der Indikator maximalen Ausschlag zeigen für Werte von l , welche Abstände von $\frac{\lambda}{2}$ haben. Ist das Ende überbrückt, so erscheinen die Maxima bei $l = \frac{m\lambda}{2}$; ist das Ende offen, bei $l = \frac{m\lambda}{2} + \frac{\lambda}{4}$. Die Amplitude ist in allen Fällen durch die Lage des Koppelpunktes y bestimmt. Für $by = 2m\pi$, sie ist ein Maximum, bei $by = 2m\pi + \frac{\pi}{2}$ ist sie Null. Die obigen Reihen lassen sich natürlich auch graphisch näherungsweise summieren und entsprechen dann den Stromresonanzkurven.

2. Experimentelle Untersuchung

Um die oben errechneten Resultate experimentell nachzuweisen, wurde die Länge l vorerst so hergestellt, daß der Indikatore Ausschlag ein Maximum wurde; der Oszillator wurde dann schrittweise verschoben und der Ausschlag jedesmal notiert. Die Fig. 3 zeigt das Ergebnis. Mit dem Oszillator nun an einer, einen maximalen Ausschlag bedingenden Stelle, wurde die Drahtlänge l stückweise um eine halbe Wellenlänge verändert bzw. für offenes und für überbrücktes Ende. Fig. 4 zeigt die dem Indikatore Ausschlag entsprechenden Kurven.¹⁾ Diese stellen, insbesondere natürlich für überbrücktes Ende l , die bekannten Resonanzkurven bei Verschiebung einer Brücke dar. Nur daß in diesem Falle keine Störung durch ein freies Ende stattfinden kann, da ja die Brücke stets die Drahtenden überbrückt. Der praktisch wichtigere Fall, in welchem ein freies Ende in Betracht kommt, wird im folgenden Abschnitt behandelt.

Ein Vergleich der errechneten Resultate und der experimentell erhaltenen Kurven zeigt eine gute Übereinstimmung, mit der alleinigen Ausnahme, daß bei Bewegung des Oszillators der Versuch nicht die spitzen Maxima zeigt wie die Gleichung (5a)

1) Für dasselbe Experiment über verschiedene Wellenlängen erstreckt sei auf Fig. 5, S. 168 von der in 5. angegebenen Arbeit hingewiesen.

verlangt. Diese Abweichung erklärt sich sofort bei der Überlegung, daß die induzierte EMK. in der Tat nicht auf einen Punkt zusammengezogen, wie für die Rechnung vorausgesetzt war. Die von dem Schwingungserzeuger ausgehenden Felder umfassen ja, allerdings mit abnehmender Stärke, die ganzen Drähte. Experimentell ließ sich dieses auch zeigen, indem der

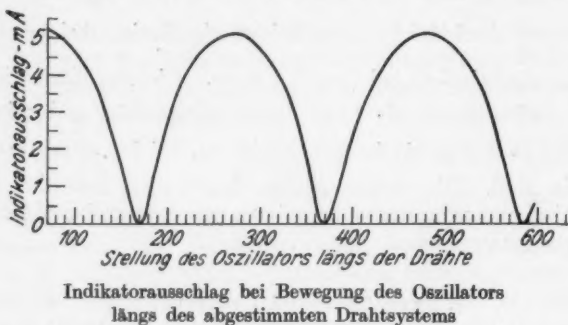


Fig. 3

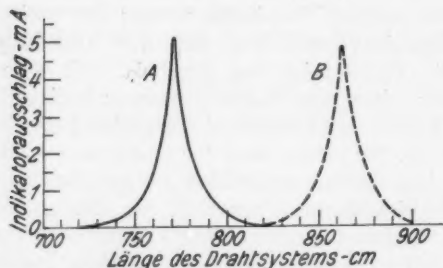


Fig. 4

Schwingungserzeuger so gedreht wurde, daß die kurzen Messingtuben den Paralleldrähten rechtwinklig, anstatt parallel waren. Bei Verschiebung des Oszillators ergaben sich nun dieselben Kurven wie zuvor, allerdings mit geringerer Amplitude, obwohl in der engen Umgegend des Oszillators wegen der verdrehten Kraftfelder keine EMK. induziert werden konnte.

Für spätere Orientierung diene folgende Zusammenfassung der wichtigen Tatsachen dieses Abschnittes.

1. Die Kopplung zwischen Oszillator und Drahtsystem ist genügend lose, um eine Rückwirkung zu vermeiden.

2. Die experimentell erhaltenen Kurven stellen den Strom in einer durch den Resonanzindikator ersetzten Brücke am Ende $x = 0$ des Drahtsystems dar, für Veränderung der Länge l des Drahtsystems und für lineare Verschiebung des Koppelpunktes y .¹⁾

3. Der Koppelpunkt y bestimmt die Amplitude der durch Veränderung der Länge l erhaltenen Resonanzausschläge. Für Werte von y in Abständen einer halben Wellenlänge, d. h. durch jeweilige Verschiebung des Oszillators um die halbe Wellenlänge der erzeugten Schwingungen wird die Amplitude gleich Null für alle Werte von l (wie auch für jede Überbrückung). Eine Anregung kann bei dieser linearen Phasenstellung in dem Drahtsystem nicht stattfinden. Zwischen diesen Nullpunkten nimmt die Amplitude Werte an, welche von der Länge und der Feste der Kopplung abhängen.

4. Ist der Koppelpunkt y so gewählt, daß Schwingungen angeregt werden, vorzugsweise eine maximale Amplitude annehmen können, so schwingt das System bei Längen l , welche sich um eine halbe Wellenlänge unterscheiden. Bei Überbrückung von dem Ende l , also bei einer Vorzeichenveränderung des ideal gleich eins genommenen Reflexionskoeffizienten X , verschieben sich die Schwingungsbäuche um eine viertel Wellenlänge. In der Tat bestimmt das überbrückte Ende die Schwingungsbäuche des Stromes, das offene diejenigen der Spannung. Diese sind bei den hier gut angenäherten idealen Verhältnissen eine viertel Wellenlänge auseinander.

IV. Das überbrückte System bei loser Kopplung

Bei fast allen Wellenlängenbestimmungen mittels Lecher'scher Systeme werden Drähte von konstanter Länge verwendet. Eine Messung durch Längenverschiebung kommt praktisch natürlich kaum in Betracht. Sowie aber eine verschieb-

1) Wie sich schon hat schließen lassen, fällt der ideal genommene Koppelpunkt y mit der tatsächlichen Lage irgendeines bestimmten Teiles des Oszillators nicht zusammen. Es besteht aber eine stets konstant bleibende lineare Phasendifferenz zwischen y und einem beliebig gewählten Teil des Oszillators. Diese hängt mit der Länge und Feste der Kopplung zusammen.

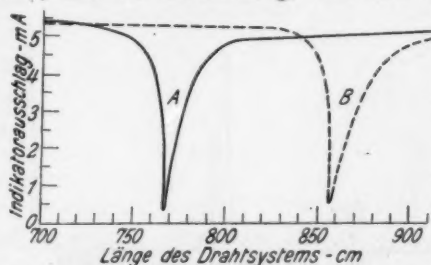
bare Brücke dem Drahtsystem aufgelegt wird, besteht dieses aus zwei durch die gemeinsame Brücke festgekoppelten Kreisen. Häufig enthält die Brücke den üblichen Heizdrahtindikator, dessen Richtwiderstand aber nicht immer zu vernachlässigen ist. Bei Verwendung des abgestimmten Resonanzindikators am Ende $x = 0$, und einer kurzen Kupferbrücke hingegen, können die beiden durch die Brücke bei $x = l'$ gekoppelten Kreise als unbelastet betrachtet werden. Es ist also nun die Frage, den Indikatorausschlag für beliebige Stellung der bewegbaren Brücke l' , wie auch für jede Länge l der Drahtenden zu bestimmen. (Die Veränderung der Länge l beschränkt sich hier natürlich auf eine halbe Wellenlänge.) Fernerhin sind zwei Fälle zu unterscheiden: 1. Der Oszillator ist an das den Indikator enthaltende Ende $0 l'$ (nunmehr als Kreis I bezeichnet) gekoppelt; d. h. die Brücke l' bewegt sich zwischen dem Koppelpunkt y und dem Ende l . 2. Der Oszillator ist an das freie Ende $l l'$ (als Kreis II bezeichnet) gekoppelt, d. h. die Brücke l' ist stets zwischen dem Indikator und dem Koppelpunkt y . Kurzgefaßt unterscheiden sich diese zwei Fälle dadurch, daß in 1. der Indikator im Primärkreis des Drahtsystems ist, während in 2. er im Sekundärkreis ist. Selbstverständlich bei kontinuierlicher Verschiebung der Brücke l' von dem Indikator bei $x = 0$ bis zu dem freien Ende $x = l$ geht man von Fall 1 in Fall 2 über, wie die Brücke an dem Oszillator vorbeigeschoben wird.

Die allgemeine Theorie gekoppelter Kreise ist schon vielfach behandelt worden und soll an dieser Stelle nicht wieder gegeben werden. Die Tatsache, daß bei Paralleldrähten die Konstanten, besonders natürlich Induktanz und Kapazität, linear verteilt sind, anstatt wie bei gewöhnlichen Schwingungskreisen in Spulen und Kondensatoren zusammengezogen zu sein, führt zu keinerlei Schwierigkeiten. Wie im folgenden experimentell nachgewiesen wird, lassen sich die allgemein theoretischen Resultate ohne weiteres mit der oben beschriebenen Anordnung aufs schönste zeigen. Es soll also nur auf die gründliche und übersichtliche allgemeine Darstellung in Ollendorfs Lehrbuch (8) hingewiesen werden.

1. Der Primärstrom

Als erster soll nun der Fall besprochen werden, wo der Oszillator dem Kreise I angekoppelt ist. Der Indikator, der

diesem Kreis ja angehört, zeigt also den Primärstrom an. Um nun überhaupt einen Indikatorausschlag zu erhalten, ist es notwendig, daß wenigstens Kreis I schwingt und also auf die eingeprägte Frequenz abgestimmt ist. Die Verstimmung des Kreises I ist aber nur von der Lage der bewegbaren Brücke l' bestimmt, während diejenige des Kreises II sowohl von der Stellung dieser Brücke, wie auch von der Drahtlänge l abhängt. Um den Effekt der Verstimmung des Kreises II auf den als abgestimmt gedachten Kreis I experimentell zu untersuchen, geht man am besten von dem im vorigen Abschnitt besprochenen Fall aus, wo das Drahtende l mit der Brücke l' zusammenfällt, also bei Abstimmung, $l = l' = m\lambda/2$. Es be-



Indikatorausschlag bei Längenveränderung der Drähte im Sekundärkreis

Fig. 5

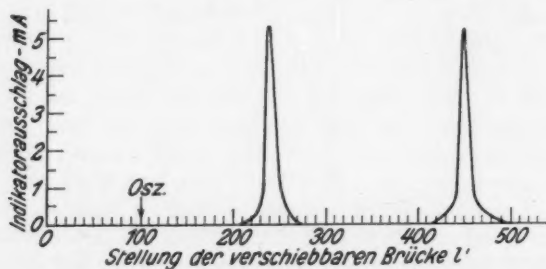
steht also vorerst nur Kreis I und dieser ist auf maximalen Indikatorausschlag abgestimmt. Dieses ist genau der oben besprochene Fall des am Ende l überbrückten Systems.

Verlängert man nun die Drahtenden l über den festgehaltenen Schwingungsbauch der Brücke l' hinaus, so erhält man für bzw. überbrücktes und offenes Ende l , Kurven, welche denen der Fig. 5 genau entsprechen. Bei der Bestimmung der Kurven ist aber aus selbstverständlichen experimentellen Gründen die Verlängerung von l eine halbe Wellenlänge von l' verschoben, d. h. für den Fall $l' = m\lambda/2$ ist l nicht von l' bis $(m+1)\lambda/2$ verlängert, sondern von $l = (m+1)\lambda/2$ bis $l = (m+2)\lambda/2$. Wegen der genauen Wiederholung nach jeder halben Wellenlänge, wie auch später für Kurven genau dieser Art gezeigt wird, bleibt das Resultat unverändert.

Betrachtet man nun die Kurve der Fig. 5, so sieht man, daß, sowie der Kreis II auf die Frequenz des Kreises I ab-

gestimmt ist, die Schwingungsamplitude des Kreises I fast auf Null herabsinkt. Das Entsprechende für nicht linear verteilte Schwingungskreise ist durch die bei Ollendorf angegebene Resonanzkurve für den Primärstrom gezeigt (9). Die Anfachung ist hier natürlich ziemlich schwach. Das plötzliche Herabsinken der Amplitude bei Abstimmung der beiden gekoppelten Kreise rührt bekanntlich von Koppelfrequenzen und einem Frequenzsprung her. Die Bestimmung dieser Frequenzen und der Nachweis für den Sprung wird in einem folgenden Abschnitt eingehend behandelt werden.

(Es ließe sich hier eine Nullmethode zur Wellenlängenmessung beschreiben, aber da sie von Längenveränderung ab-



Resonanzkurven des Primärstromes bei verstimmtm Sekundärkreis.

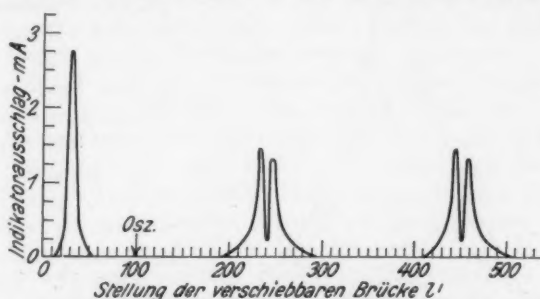
Fig. 6

hinge, soll erst nach Umgehung dieser praktisch umständlichen Anordnung hierauf zurückgekommen werden.)

Die eben gedeuteten Kurven im Auge behaltend, führt der nächste Schritt zu der gleichzeitigen Verstimmung beider Kreise durch die Verschiebung der Brücke l' . (Aber in diesem Teil des Abschnittes stets so, daß der Indikator im Primärkreis bleibt.) Hier kommt aber auch die nun festzuhaltende Länge l des freien Endes in Betracht. Zieht man die Fig. 5 zu Rate, so wäre zu erwarten, daß Kreis II keinen merklichen Einfluß auf den abgestimmten Kreis I haben dürfte, solange jener nicht mitschwingt und die Länge l' des Kreises II den geradlinigen Verlauf der Resonanzkurve (Fig. 5) nicht überschreitet. Für ein Mitschwingen des Kreises II, also für das Ende l innerhalb des Bereiches des plötzlichen Amplitudenabfalls wäre eine

Rückwirkung zu erwarten. Experimentell zeigt sich dieser Schluß gerechtfertigt. Die Kurve der Fig. 6 stellt den Indikatorauschlag bei Verschiebung der Brücke l' dar, für jede Länge l , wo die Kurve der Fig. 5 das geradlinige Maximum beibehält. Dieses ist auch genau derselbe Verlauf, wie wenn l' mit l zusammenfielen, also der schon besprochene Fall eines einzigen Kreises und Verstimmung durch Längenveränderung.

Ganz anders zeichnen sich die Resonanzkurven für eine Länge l innerhalb des Resonanzbereiches des Kreises II. Fig. 7 zeigt den Verlauf des Indikatorauschlages bei Bewegung der Brücke l' , genau wie dies für die Fig. 6 der Fall war, nur daß

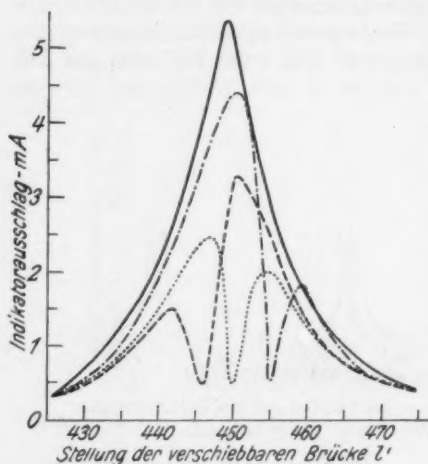


Resonanzkurven (rechts des Oszillators) des Primärstromes
bei abgestimmtem Sekundärkreis

Fig. 7

jetzt die Länge l so gewählt ist, daß Kreis II auf die Frequenz des Kreises I abgestimmt ist. In anderen Worten, bei Verschiebung der Brücke l' , welche ja beide Kreise verstimmt, erreichen beide die Resonanzabstimmung für dieselbe Stellung der Brücke. Es erscheinen nun, wie die Theorie erwartet und wie auch Takagashi (10) auf andere Weise experimentell und theoretisch nachgewiesen hat, doppelte Resonanzmaxima. Wie es sich aber sofort sagen läßt, sind es nicht doppelte Maxima in dem Sinne zweier unabhängiger Resonanzpunkte. Die Kurven können als Kombination der spitzen Resonanzmaxima des Kreises I (Fig. 6) und des plötzlichen Amplitudenherabsinkens bei Abstimmung des Kreises II (Fig. 5) gedeutet werden. Der Effekt ist wie eine Umstülpung der Spitze der Resonanzkurve bei der hier in Betracht kommenden Anfachung. Diese er-

scheint vielleicht nicht ganz eindeutig, weil in der Fig. 6 die doppelten Spitzen (es kommen in diesem Teil des Abschnittes natürlich nur die Resonanzmaxima in der Figur rechts von der angedeuteten Lage des Oszillators in Betracht) nicht ganz dieselbe Höhe erreichen. Der Grund ist, daß das Ende l in diesem Falle nicht ganz genau eingestellt war, um Kreis II in volle Resonanz zu bringen für eben die Stellung der Brücke l' , welche den Kreis I in maximale Schwingungen versetzt. Um diese



Resonanzkurve des Primärstromes bei vier Verstimmlungen des Sekundärkreises bzw. von links: $l = 740$, $l = 770$, $l = 768$, $l = 764$ cm.

Fig. 8

gestimmt. Jede der Kurven zeigt also die Resonanzkurve bei gleichzeitiger Verstimmung beider Kreise durch Verschiebung der Brücke l' , während sie sich durch geringe Längenveränderung l unterscheiden. Entsprechende Kurven wurden auch für ein offenes Drahtende l erhalten, nur waren natürlich die entsprechenden Werte von l um eine viertel Wellenlänge verschoben. Sehr deutlich geht aus diesen Kurven hervor, wie bei geringer Verstimmung des Kreises II und gleichzeitiger genauer Abstimmung des Kreises I der Amplitudenabfall rechts oder links von dem normalen Maximum erscheint,

interessante Abhängigkeit experimentell zu zeigen, soll die graphische Darstellung der Fig. 8 dienen. Die Kurven dieser Figur stellen bzw. dasselbe Resonanzmaximum dar für fünf verschiedene Längen l der Drähte, alle in der engen Umgebung eines Resonanzpunktes des Kreises II. Für die wiedergegebene Kurvenschar war das Ende l überbrückt und der Kreis II hatte eine Länge von sehr nahe $k\lambda/2$ ($k = 1, 2, 3, \dots$), wie der Kreis I auf eine Länge $m\lambda/2$ ab-

je nachdem die Länge l (bei genauer Abstimmung des Kreises I) zu groß oder zu klein ist, um den Kreis II gleichzeitig in Resonanz zu bringen. Nur wenn beide Maxima einer Kurve gleich hoch sind, dürfen beide Kreise als genau abgestimmt bezeichnet werden. In diesem Falle entspricht das scharfe Minimum dem ebenso scharfen eindeutigen Maximum der früher erhaltenen Kurve (Fig. 6). Eine sehr exakte aber umständliche Methode, zwei lineare Kreise genau aufeinander abzustimmen, geht aus dem Obigen hervor.

Um diesen ersten Teil des Abschnittes zusammenzufassen, gelten folgende wichtigen Schlüsse.

1. Durch Überbrückung ist das einfache Drahtsystem in zwei gekoppelte Kreise geteilt. Kreis I enthält den Indikator und ist auch an den Schwingungserzeuger gekoppelt.

2. Mit Kreis I auf die eingeprägte Frequenz abgestimmt und Kreis II durch Brückenverschiebung verstimmt, hat Kreis II keine Rückwirkung auf Kreis I, wo nicht die Längeneinstellung eine solche ist, daß Kreis II auch auf die eingeprägte Frequenz abgestimmt ist. Besteht keine Rückwirkung, so sind die dem Primärstrom entsprechenden Resonanzkurven eindeutig.

3. Ist die Länge l so gewählt, daß Kreis II bei derselben Stellung der verschiebbaren Brücke in Resonanz gerät, wie Kreis I, so ist der Frequenzsprung, der in diesem Falle eintritt, durch plötzliches Herabsinken der Amplitude im Kreise I gekennzeichnet. Die Resonanzkurven des Primärstromes erscheinen also doppelt und für genaue Abstimmung symmetrisch, mit ihren Minima an den Stellen der früheren eindeutigen Maxima.

Besonders zu betonen sind folgende praktisch wertvollen Meßmethoden, welche aus den obigen Resultaten hervorgehen.

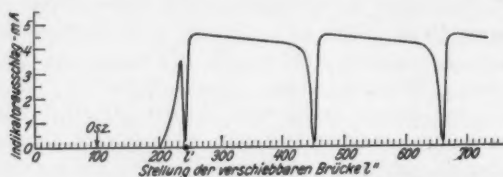
1. Maximalausschlag-Methode

Mit der Länge l so gewählt, daß Kreis II bei der zu messenden Frequenz nicht angefacht wird, wenn der Kreis I auf Resonanz abgestimmt ist, erhält man bei Verschiebung der Brücke scharfe, symmetrische Resonanzkurven in Abständen von einer halben Wellenlänge (Fig. 6).

2. Null-Methode

Mit der Länge l wie in Methode 1, und einer festen Brücke an dem ersten Schwingungsbauch in der Nähe des Oszillators,

aber so, daß letzterer zwischen Brücke und Indikator ist ($0 < y < l'$), zeigt der Indikator maximalen Ausschlag. Bei



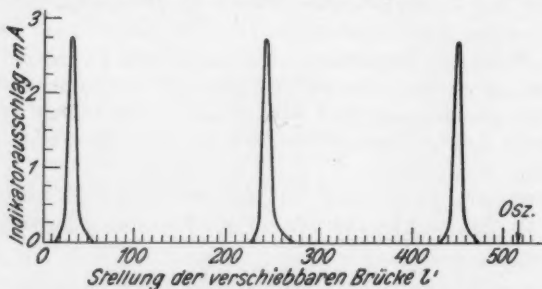
Indikatorausschlag bei Verstimmung des Sekundärkreises;
Nullmethode zur Wellenlängenmessung

Fig. 9

Verschiebung einer zweiten Brücke von der festen bei l' gegen das freie Ende l'' , erscheinen ausgeprägte, fast Null erreichende Amplitudenabfälle in Abständen von einer halben Wellenlänge (Fig. 9).

2. Der Sekundärstrom

Als zweiter Teil der Behandlung des überbrückten Systems soll der Fall in Betracht gezogen werden, wo der Oszillator an den Kreis II gekoppelt ist und der Indikator also in dem nun



Sekundärstrom bei gleichzeitig abgestimmten Kreisen.

Fig. 10

sekundären Kreis I bleibt. Der Ausschlag mißt nun den Sekundärstrom. Mit dieser Anordnung ist es selbstverständlich, daß Kreis I, der Sekundärkreis, überhaupt nur dann ins Schwingen kommen kann, wenn Kreis II, der Primärkreis, schwingt. Dieses ist aber nur bei beiderseitiger Resonanzabstimmung auf

die eingeprägte Frequenz der Fall, also wenn Kreis I eine Länge $0 \text{ } l' = \frac{m \lambda}{2}$ hat, und Kreis II, falls dieser bei l überbrückt, eine Länge $l' \text{ } l = \frac{k \lambda}{2}$ ($k = 1, 2, 3, \dots$). Falls l nicht richtig eingestellt, schwingt keiner der beiden Kreise und der Ausschlag bleibt für jede Überbrückung identisch Null. Bei korrekter Einstellung aber erscheinen die ausgesprochenen Resonanzmaxima der Fig. 10. Diese entsprechen der Resonanzkurve des Sekundärstromes bei Ollendorf (9) wiederum für schwache Anregung. Bei der scharfen Abstimmung, welche die ganze Resonanzkurve auf wenige Zentimeter des Drahtsystems zusammenzieht, läßt sich das zu erwartende Herabsinken der Resonanzamplitude nicht bemerken. Die Kurven erscheinen eindeutig und ohne bemerkbare Ziehschleifen.

Zum Vergleich mit den entsprechenden Resonanzkurven des Primärkreises sei auf Fig. 7 zurückgewiesen, welche eine Resonanzkurve des Sekundärstromes und zwei des Primärstromes zeigt. Für den Fall, daß das Ende l nicht abgestimmt ist, zeigt Fig. 6 die in diesem Falle erscheinenden Resonanzkurven des Primärstromes, aber für den Sekundärstrom ist an der zu erwartenden Stelle kein Ausschlag zu bemerken.

Zusammenfassend gilt:

1. Durch Überbrückung ist das Drahtsystem wie zuvor in zwei gekoppelte Kreise geteilt. In diesem Falle ist aber Kreis II an den Oszillator gekoppelt, während Kreis I allein den Indikator enthält.

2. Mit dem Ende l so eingestellt, daß beide Kreise für dieselbe Brückenstellung auf die eingeprägte Frequenz abgestimmt sind, schwingen beide Kreise, und der Indikator zeigt Maxima in Abständen einer halben Wellenlänge.

3. Ist das Ende l nicht, wie oben beschrieben, abgestimmt, so kann Kreis I und folglich auch Kreis II nicht in Schwingung geraten. In diesem Falle ist der Ausschlag gleich Null für jede Brückenstellung.

Wo sehr scharfe Abstimmung in Betracht kommt, eignet sich die in 2. beschriebene Methode zur Wellenlängenmessung. Im allgemeinen ist aber wegen der zimmerlichen Abstimmung des Drahtendes l eine der früher beschriebenen Methoden vorzuziehen.

V. Koppelfrequenzen und Frequenzsprung; Ziehschleifen

Das plötzliche Herabsinken der Amplitude des Primärstromes bei Resonanzabstimmung des Sekundärkreises wurde erklärt als Folge der bei fester Kopplung stets erscheinenden Koppelfrequenzen und Frequenzsprüngen. Die oben beschriebenen Versuche gaben aber an und für sich keinen Nachweis einer Frequenzveränderung, vielweniger gestatteten sie eine direkte Bestimmung der Koppelfrequenzen. Eine zu diesem Zweck geeignete Methode ist aber der nächste Schritt. Man braucht nämlich nur einen verstimmbaren Sekundärkreis dem aus allein einem Primärkreis bestehenden Schwingungserzeuger anzuschließen und dann mittels einer der oben beschriebenen Meßmethoden die Wellenlänge des Primärkreises bei beliebiger Verstimmung des Sekundärkreises an dem Drahtsystem abzumessen. Wie schon erklärt, besteht der Schwingungskreis des Oszillators aus zwei kurzen, in der Tat 13 cm langen Messingtuben mit Abstand von 10 cm. Das eine Endenpaar dieser Tuben ist mittels eines 0,01 mf.-Kondensators überbrückt, während das andere Ende je an die Anode und an das Gitter der 201 A-Röhre angeschlossen ist. Setzt man nun die zwei Messingtuben über den festgelöteten Kondensator hinaus fort, so bildet man zwei gekoppelte Kreise, welche den früher besprochenen des Drahtsystems genau entsprechen, wenn man sich den Indikator durch die Schwingungen erzeugende Röhre ersetzt denkt. Der Primärkreis bleibt ein für allemal fest, der Sekundärkreis hingegen wird verstimmt durch beliebige Verlängerung der am Ende offenen oder auch mittels eines 0,01 mf.-Kondensators überbrückten Tuben. Es ist nun nichts weiter nötig, als den Sekundärkreis stückweise zu verlängern und dann jedesmal mittels der für diesen Zweck praktischeren Maximalausschlagmethode die eingeprägte Wellenlänge zu messen. Ganz so einfach aber ist es nicht. Die Kopplung muß nämlich hier wie zuvor stets genügend lose bleiben, um jede Rückwirkung zwischen dem nun zweikreisigen Oszillator und dem Drahtsystem zu vermeiden. Wird aber der Sekundärkreis des Oszillators parallel den Lecherschen Drähten verlängert, so wird gleichzeitig die Kopplung um so länger und also die Möglichkeit einer Rückwirkung bei konstant gehaltenem Abstand um so größer. Um dieses Bedenken zu beseitigen, wurde der Sekundärkreis so an den Primärkreis befestigt, daß er diesem

und a
Der K
tors u
daß f
Versti
durch
erzeug
abstin
D
von 0

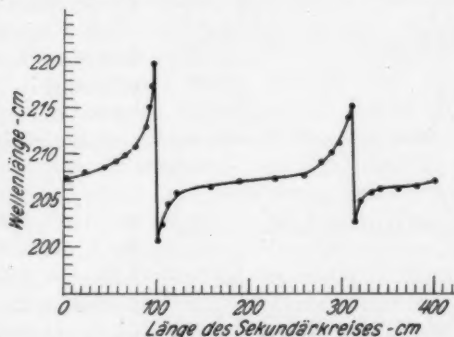
Wel
Ozi

Wellen
in Be
system
Empfi
bei di
stimm
die Ve
kreises
sprung
sich f
Zi
teiltes

Ann

und also auch dem Drahtsystem, rechtwinklig zu stehen kam. Der Kopplungsabstand zwischen dem Primärkreis des Oszillators und dem Drahtsystem wurde dann so groß gemacht (25 cm), daß für die verwendete Anfachung eine Rückwirkung für jede Verstimmung des Sekundärkreises ausblieb. Dieses war dadurch gekennzeichnet, daß der Anodenstrom des Schwingungserzeugers durchweg konstant blieb, selbst bei Resonanzabstimmung des Drahtsystems.

Der Sekundärkreis des Oszillators wurde nun schrittweise von 0 bis etwa 4 m verlängert und für jede Einstellung die



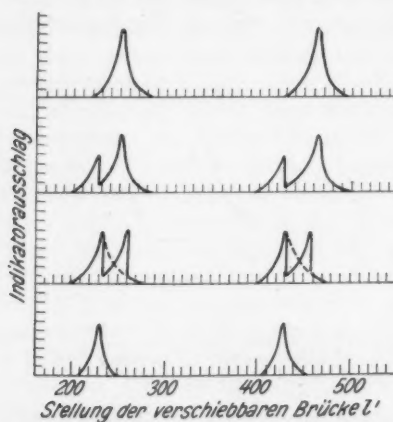
Wellenlängenveränderung und Sprünge bei Verstimmung eines dem Oszillator angeschlossenen Sekundärkreises (mit offenem Ende) durch Längenveränderung

Fig. 11

Wellenlänge durch Verschiebung einer Brücke auf dem für die in Betracht kommenden Frequenzen verstimmt Drahtsystem gemessen. Dank der großen und auch veränderlichen Empfindlichkeit des Resonanzindikators ließen sich die Maxima bei dieser sehr losen Kopplung schnell und stets genau bestimmen. Die Fig. 11 zeigt die gemessenen Wellenlängen gegen die Verstimmung des an dem Ende unüberbrückten Sekundärkreises. Eine entsprechende, aber natürlich mit dem Frequenzsprung um eine viertel Wellenlänge verschobene Kurve ergibt sich für den Sekundärkreis am Ende überbrückt.

Zieht man in Betracht, daß es sich hier um ein linear verteiltes System mit direkt gekoppelten Kreisen handelt, so ge-

nügt die allgemeine Theorie gekoppelter Kreise vollständig, um die erhaltenen Kurven zu deuten. Ein wichtiger Unterschied ist natürlich die Tatsache, daß hier eine Wiederholung des Frequenzsprunges nach einer weiteren Verstimmung einer jeden halben Wellenlänge stattfindet. Zu bemerken ist aber, daß der Sprung abnimmt, d. h. daß die Welle weder so lang, noch so kurz wird, wie bei der vorhergehenden halben Wellenlänge der Verstimmung. Bei unendlicher oder sehr langer



Resonanzkurven bei beinahe kritischer Anfachung; Wellenlängensprung bei Abstimmung und Anfang einer Ziehschleife

Fig. 12

usw. abflachen für ein unüberbrücktes Ende. Für ein überbrücktes Ende im Verhältnis $1/2 : 1/3 : 1/4$ usw. Die erhaltenen Kurven zeigen genau diese Veränderung der Wellenlänge, haben aber zwischen den Sprüngen natürlich nicht den bei den obigen Annäherungen verlangten geradlinigen Verlauf.

Bei den oben beschriebenen Versuchen war die Anfachung so gewählt, daß die beiden Koppelfrequenzen lückenlos ineinander übergingen und also der Sprung stets eindeutig erschien. Die erhaltenen Kurven entsprechen also der für nicht linear ausgedehnte Systeme gegebenen Abb. 288 bei Ollendorf (8). Der Fall für schwache Anfachung, bei welcher die

Ausdehnung des Sekundärkreises würde die Frequenz einen konstanten Mittelwert beibehalten. In erster Annäherung ist der Grundton eines Parallelsystems gegeben durch

$$f = \frac{1}{2\sqrt{LC}}$$

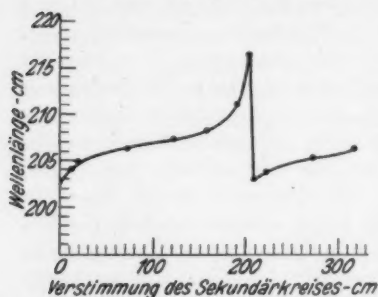
wo L und C linear verteilt sind. Nimmt man fernerhin an, daß nur das erste Glied der in Betracht kommenden Fourierschen Reihe vorhanden ist, so sollten sich die Eichgeraden im Verhältnis $1/3 : 1/5 : 1/7$

Schw
wurd
eing
stärk
von
Die
Wert
über
schm
dem
Kopp
beina
kreis
Bei
wirk
des S
Drah
Schw
längs
gilt g
ein E
einen
Fig. 1
kurve
mung
Falle
Resu
sprün
nach
deute
aber
verän
längs
Unter
in zw
geben
dieser
stand
so ge

Schwingungen in der Umgebung der Resonanz abbrechen, wurde beobachtet; wie auch das bekannte und von Strutt (3) eingehend beschriebene Erscheinen von Ziehschleifen bei stärkerer Anfachung. Ein interessantes Beispiel der Bildung von Ziehschleifen ist durch die Fig. 12 graphisch dargestellt. Die Anfachung ist hier nur wenig stärker als der kritische Wert, für welchen die Koppelfrequenzen lückenlos ineinander übergehen. Der Oszillator kann also nur über einen sehr schmalen Bereich der Verstimmung des Sekundärkreises nahe dem Resonanzpunkt in einer oder der anderen der beiden Koppelfrequenzen schwingen. In diesem Falle ist aber der beinahe eine viertel Wellenlänge lange, unüberbrückte Sekundärkreis dem Drahtsystem parallel und nicht rechtwinklig gestellt. Bei einem Abstand von 23 cm ist eine sehr geringe Rückwirkung bemerkbar, aber nur bei genauer Resonanzabstimmung des Sekundärkreises. Diese genügt aber, um jedesmal, wo das Drahtsystem auf die schnellere Frequenz abgestimmt ist, die Schwingung des Oszillators abzubrechen und diesen mit der langsameren Frequenz schwingen zu lassen. Das Umgekehrte gilt gleichfalls. Die Einstellung ist in der Tat so kritisch, daß ein Berühren des Oszillators mit der Hand den Sprung von der einen zu der anderen Frequenz herbeiführen kann. In der Fig. 12 sind die auf dem Drahtsystem erhaltenen Resonanzkurven für vier dem Resonanzpunkt naheliegenden Verstimmungen des Sekundärkreises gezeigt. Die Brücke ist in diesem Falle von links nach rechts bewegt worden.

In engem Zusammenhang mit den oben besprochenen Resultaten sind die von Hollmann (2) erhaltenen Frequenzsprünge, welche von ihm als *A*- und *B*-Schwingungen einer nach Barkhausen-Kurz geschalteten Elektronenröhre gedeutet wurden. Die Verstimmung des Sekundärkreises wurde aber von ihm nicht durch die theoretisch einfachere Längenveränderung gemacht, sondern durch eine Brückenverschiebung längs eines in der Länge unveränderlichen Sekundärkreises. Unter diesen Umständen ist also der Sekundärkreis wiederum in zwei Kreise geteilt, welche bei richtig gewählter Länge gegebenenfalls alle gleichzeitig in Resonanz kommen können. Um diesen komplizierten und zu Meßzwecken unbrauchbaren Zustand zu vermeiden, wurde aber auch bei Hollmann die Länge so gewählt, daß das freie Ende nicht in Schwingungen geraten

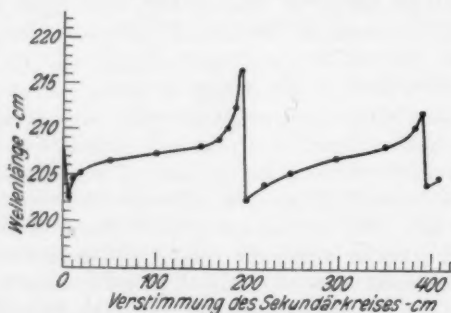
konnte. Wie bei dem früher besprochenen entsprechenden Fall bei dem Drahtsystem ist bei ebensolcher Einstellung des Endes eine Verstimmung des Sekundärkreises mittels einer Brücke



Wellenlängenveränderung und Sprung bei Verstimmung eines dem Oszillator angeschlossenen Sekundärkreises durch Brückenverschiebung

Fig. 13

so daß bei Auflegung der Brücke der erste Sprung je nach der Längeneinteilung ganz, teilweise oder überhaupt nicht erscheint.



Wie Fig. 13 aber mit anderer Länge des Sekundärkreises

Fig. 14

Fig. 13 zeigt die letztgenannte Möglichkeit; Fig. 14 andererseits zeigt einen teilweisen Sprung bei anderer Länge des Kreises. Für den hier verwendeten einfachen Rückkopplungs-

im Effekt dieselbe wie bei Längenveränderung. Die Fig. 13 zeigt auch, daß dieses der Fall ist. Bei der hier gezeigten Kurve war die Länge des Sekundärkreises fest und so gewählt, daß ohne Überbrückung keine Resonanz bestand. Die Verstimmung wurde dann durch eine verschiebbare Brücke gemacht. Wie zu erwarten, läßt sich die Schwingungsfrequenz des Primärkreises durch den unüberbrückten Sekundärkreis bestimmen,

oszill
man

vor,
Schw
Gitter
Seku
schon
werd
Syste
oder
Röhr
und
der T
Well
Läng
erzeu
A
mung
kreis
stim

darab
Drah
zu v
werd
Drah
also
könn
gewi
allei
besp
Kop
festg
frequ
Oszil
eink
fachs

oszillator entspricht Fig. 13 genau denjenigen, welche Hollmann für seinen Elektronenoszillator angibt.

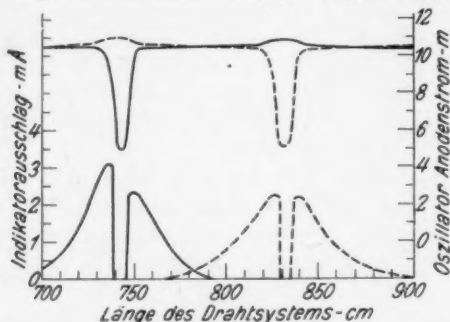
Gewiß liegt angesichts der obigen Resultate kein Grund vor, die einfachen Koppelfrequenzen zweier Kreise als separate Schwingungsbereiche zu bezeichnen, noch etwa nur durch die Gitterspannungsveränderungen der Röhre bei abgestimmtem Sekundärkreis zu erklären. Ähnliches hat auch Strutt (3) schon erwähnt. Es muß an dieser Stelle ganz besonders betont werden, daß jedes an einen Schwingungserzeuger gekoppelte System, sei es um die Intensität der Schwingungen zu erhöhen oder um den Effekt eines Parallelsystems auf eine schwingende Röhre zu bestimmen, eine Frequenzveränderung mit sich führt und unter passender Abstimmung einen Frequenzsprung. In der Tat, wie die obigen Kurven zeigen, gibt es in jeder halben Wellenlänge eines angekoppelten linearen Systems nur eine Längeneinstellung, für welche die Frequenz des Schwingungserzeugers nicht verändert wird.

Zusammenfassend läßt sich kurz sagen, daß bei Verstimmung eines dem Oszillator direkt angekoppelten Sekundärkreises die erzeugte Frequenz verändert und bei genauer Abstimmung der Frequenzsprung beobachtet wird.

VI. Feste Kopplung

In allen bis jetzt besprochenen Versuchen ist besonders darauf geachtet worden, die Kopplung zwischen Oszillator und Drahtsystem genügend lose zu haben, um jede Rückwirkung zu vermeiden. In diesem Abschnitt soll nun der Fall behandelt werden, in dem die Kopplung so fest gemacht wird, daß das Drahtsystem und der Oszillator aufeinander rückwirken und also Koppelfrequenzen und Frequenzsprünge verursachen können. Um jedem Mißverstehen vorzubeugen, sei darauf hingewiesen, daß in Abschnitt IV die Koppelfrequenzen von zwei allein dem Drahtsystem angehörenden, fest gekoppelten Kreisen besprochen wurden. Im Abschnitt V hingegen kamen die Koppelfrequenzen von zwei allein dem Oszillator angehörenden, festgekoppelten Kreisen in Betracht. Nun sollten die Koppelfrequenzen besprochen werden, welche von einem einkreisigen Oszillator und einem mit diesem festgekoppelten, ebenfalls einkreisigen Drahtsystem herrühren. Es käme also die einfache Anordnung des Abschnittes III in Frage, mit dem Oszil-

lator dem Drahtsystem aber so genähert, daß eine Rückwirkung zustande käme. Leider aber war wegen der Kürze der Kopplung und der relativ geringen Energie, selbst bei gegenseitiger Annäherung auf einen Zentimeter, die Kopplung immer noch nicht fest genug, um die gewünschten Frequenzsprünge deutlich hervorzubringen. Um diesem abzuhelpen, wurde dem Oszillator ein offener Sekundärkreis von beinahe einer viertel Wellenlänge parallel dem Drahtsystem angehängt. Die Anordnung entspricht genau derjenigen, welche für die Kurven der Fig. 13 in Verwendung kam, nur daß die Kopplung viel enger und das nun einkreisige Drahtsystem mittels Längenveränderung ver-



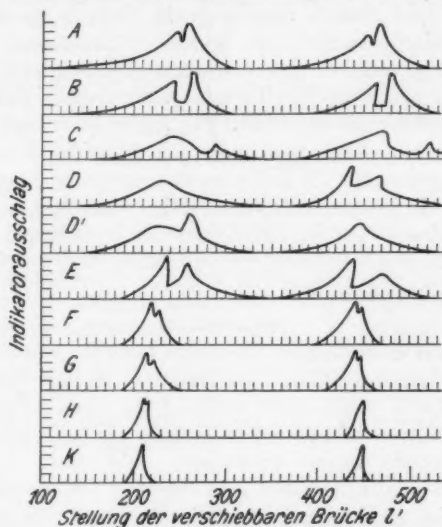
Resonanzkurven des Sekundärstromes bei starker Anfachung bei überbrücktem (gestrichelte Kurven) und offenem Drahtende

Fig. 15

stimmt wurde. Für eine Länge des Sekundärkreises von 100 cm (also genau wie für die unterste Kurve der Fig. 12) wurde die Länge des Drahtsystems schrittweise verändert. Fig. 15 zeigt die erhaltenen Kurven bei offenem und überbrücktem Drahtende. Über den Resonanzkurven ist der Anodenstrom des Schwingungserzeugers auch gegen die Längenveränderung eingezeichnet.

In diesem Falle zeigen die Resonanzkurven den Sekundärstrom (das ganze Drahtsystem ist ja der Sekundärkreis) und entsprechen den im Abschnitt IV erhaltenen nur daß in diesem Falle der Primärkreis der nun festgekoppelte Oszillator selbst ist und nicht das als Kreis II bezeichnete freie Ende. Wie zu erwarten, ist die Anfachung nun genügend stark, um den Kurven c, Abb. 295 bei Ollendorf, zu entsprechen. In dem früheren Falle war wegen der durch lose Kopplung sehr schwachen

Anfachung eine scheinbar eindeutig spitzige Resonanzkurve erhalten worden, anstatt eine der Kurve *a* bei Ollendorf ähnliche. Die ausgesprochene Rückwirkung und das Abreißen der



Resonanzkurven bei fester Kopplung und verschiedener Verstimmung des dem Oszillator angeschlossenen Sekundärkreises.

Kurve	Länge des Sekundärkreises (offenes Ende)
A	94 cm
B	96 „
C	98 „
D (Brücke links nach rechts)	98,5 cm
D' (Brücke rechts nach links)	98,5 „
E	100 cm
F	104 „
G	110 „
H	116 „
K	125 „

Fig. 16

Schwingungen in der Umgebung der Resonanz zeigen sich besonders gut in dem Herabsinken des Anodenstromes.

Eine Reihe von Resonanzkurven bei enger Kopplung und veränderter Verstimmung des Sekundärkreises des Oszillators

(dieses Mal durch Überbrückung) ist in der Fig. 16 gezeigt. Auf den hier vorkommenden komplizierten Fall von drei abgestimmten Kreisen soll nicht eingegangen werden. Die Kurven sollen nur dazu dienen, um die gewiß nicht einfachen Verhältnisse graphisch darzustellen, welche vorkommen, wenn, um die Energie zu steigern, dem Schwingungserzeuger ein Sekundärkreis direkt angekoppelt wird und dieser dann ziemlich fest an ein Drahtsystem gekoppelt ist. [Vgl. Bild 16, S. 132 bei Shintaro Uda (1)]. Fügt man noch die Möglichkeit hinzu, daß das Drahtsystem für die in Betracht kommende Frequenz nicht die durch die Länge bestimmte nötige Verstimmung hat, also vier abgestimmte Kreise möglicherweise in Betracht kämen, so kann man sich schon den Kopf zerbrechen, was für eine Wellenlänge abgemessen würde.

VII. Schluß

Um nun einen kurzen Rückblick auf die schon abschnittsweise zusammengefaßten Resultate zu werfen, braucht als erster Gedanke wohl kaum erwähnt zu werden, daß Wellenlängenmessungen mittels der so einfach erscheinenden Lecher'schen Methode unter Umständen mit ganz unerwarteten Schwierigkeiten verbunden sein können. Hier, wie in allen anderen, ist eine genaue Orientierung über die Arbeitsweise eines gebrauchten Verfahrens vor allem notwendig. Es wird demgemäß gehofft, daß diese etwas gedrängte Zusammenfassung bei Wellenlängenmessungen, wie auch bei dem Gebrauch linear ausgedehnter Abstimmkreise von Wert sein dürfte.

VIII. Literatur

- 1) Shintaro Uda, Ztschr. f. Hochfrequ. Techn. 35. S. 129. 1930.
- 2) H. E. Hollmann, Ann. d. Phys. 86. S. 129. 1928; Ztschr. f. Hoch-Techn. 33, 1929.
- 3) O. J. Strutt, Ann. d. Phys. [5] 4. S. 1. 1930.
- 4) R. King, Ann. d. Phys. [5] 3. S. 934. 1929.
- 5) R. King, Rev. Scient. Inst. 1. S. 164. 1930.
- 6) R. King, Proc. I. R. E. 18. Aug. 1930.
- 7) A. Hund, Scientific Paper No. 491, Bureau of Standards.
- 8) F. Ollendorf, Grundlagen d. Hochfrequenztechnik, Springer, 1928.
- 9) Ollendorf, S. 414.
- 10) Takagashi, Proc. I. R. E. 18. S. 513. 1930.

Waldoboro, Maine, U. S. A., 16. August 1930.

(Eingegangen 29. August 1930)

Über die Grenzen der Empfindlichkeit des Vakuum-Duantenelektrometers

Von Werner Eggers

(Mit 17 Figuren)

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Untersuchungen am Vakuum-Duantenelektrometer mit dem Ziel einer hohen Empfindlichkeit bei kurzer Einstelldauer. Dämpfungsmessungen zeigen, daß die Gesetzmäßigkeiten eines Dämpfungsmanometers erfüllt sind. Aus der Aufstellung von Ladungsempfindlichkeitskurven in Abhängigkeit von der Höhe des Systems über den Duanten werden die Konstanten berechnet und Richtlinien für die Erlangung einer homogenen Skala bei hoher Empfindlichkeit gegeben. Ferner wird nachgewiesen, daß der Ladungsempfindlichkeit bei etwa 1500 El. Qu./mm eine Grenze gesetzt wird durch die Brownsche Molekularbewegung.

§ 1. Einleitung

Das in den grundlegenden Arbeiten von G. Hoffmann¹⁾) beschriebene Vakuum-Duantenelektrometer ist in der Dissertation von K. Engel²⁾) weiterhin Gegenstand theoretischer und experimenteller Untersuchungen gewesen. Während K. Engel die von ihm erweiterte Theorie des Duantenelektrometers mit Hilfe der Schwebungsmethode an einem Elektrometermodelle prüfte, wird durch die vorliegende Arbeit die Bestätigung der Theorie durch experimentelle Untersuchungen am Duantenelektrometer selbst erbracht. Mit einem etwa 2,5 mg schweren System — das von der Firma E. Leybold's Nachf. Köln geliefert wird — wurden Spannungs- und Ladungsempfindlichkeitskurven und Dämpfungsmessungen angestellt, die einen Einblick geben, in welcher Weise sich Empfindlichkeit, Dämpfung und Kapazitätskoeffizienten in Abhängigkeit von der Höhe des Systems ändern. Durch weitgehende Unter-

1) G. Hoffmann, *Phys. Ztschr.* **13**, S. 480 u. 1029. 1912; **25**, S. 6. 1924; *Ann. d. Phys.* **42**, S. 1196. 1913; **52**, S. 665. 1917.

2) K. Engel, *Ann. d. Phys.* **4**, S. 575. 1930.

teilung der Duantenspannung ließ sich die Astasierung so weit treiben, daß eine Spannungsempfindlichkeit von 0,05 Millivolt pro Millimeter und eine Ladungsempfindlichkeit von 300 El. Qu./mm registriert werden konnten. Jedoch machen sich hierbei Radiometereffekt und Brownsche Bewegung so bemerkbar, daß diese Empfindlichkeiten praktisch nicht zu verwenden sind.

Während es nicht möglich war, den Einfluß des Radiometereffektes gesetzmäßig festzulegen, konnte der Zusammenhang zwischen Astasierung der Nadel und Brownscher Bewegung nachgewiesen werden. Die Messungen gestatteten schließlich eine statistische Berechnung der Boltzmannschen Konstanten auf etwa 5% genau.

§ 2. Apparatur

Die Apparatur braucht hier nur kurz beschrieben zu werden. Für die Untersuchungen der Dämpfungsabhängigkeit des Systemes vom Druck war eine Hochvakuumanlage erforderlich. Sie bestand aus einer Ölvorpumpe und einer dreistufigen Quecksilberdampfstrahlpumpe aus Stahl nach Gaede. Auf der Hochvakuumseite waren zur Ausfrierung von Quecksilberdämpfen, die eine Amalgamierung des Elektrometergehäuses hätten verursachen können, Devargefäße angebracht. Um Fehler in der Messung des Druckes im Innern des Elektrometers möglichst zu umgehen, wurden 2 MacLeod-Manometer verwendet, deren Vakuumverbindung das Elektrometergehäuse herstellte. Die Angaben der beiden Manometer konnten daher gemittelt werden. Zur Vermeidung starker Luftströmungen, die sich durch die Evakuierung im Innern des Elektrometers entwickeln, wurde noch ein Puffergefäß von etwa 10 Liter Inhalt eingeschaltet, so daß schon eine $\frac{1}{4}$ — $\frac{1}{2}$ Stunde nach Beendigung der Evakuierung mit den Messungen begonnen werden konnte. Das System erfuhr zwar zu Beginn des Pumpens eine seitliche Drehung, kehrte aber bei Erreichung des erforderlichen Endvakuum nach seiner Ausgangslage zurück und verharrte dann auch dort während des Pumpens. Störungen, wie sie von G. Hoffmann¹⁾ beschrieben worden sind, konnten somit beseitigt werden. In derselben Arbeit ist auch das Elektrometer

1) G. Hoffmann, Ann. d. Phys. 52. S. 697. 1917.

selbst mit seiner elektrischen Anordnung eingehend demonstriert, so daß hierauf verzichtet werden kann.

Da alle Elektrometer mit hängenden Systemen, im besonderen das hier zu untersuchende Duantenelektrometer wegen seiner hohen Empfindlichkeit, gegen jede kleinste Lagenänderung außerordentlich empfindlich sind, wurde die Aufstellung auf einem besonders konstruierten Eisentisch mit Betonplatte vorgenommen. Der Eisentisch stand seinerseits auf einem auf der Grundmauer freistehenden Betonklotz. Ferner wurde das Elektrometer noch durch Auflegen von Bleiringen beschwert, da sich herausstellte, daß die als Verbindung zu den beiden Manometern dienenden Tombakrohre während des Evakuierens die Ursache von Lagenveränderungen des Elektrometers waren.

§ 3. Das System

Die von der Firma E. Leybold's Nachf. A.-G. gelieferten Systeme bestehen im wesentlichen aus einem sektorförmigen Rahmen aus Platin-Iridiumdraht von 0,075 mm. Der Radius des Sektors ist etwa 8 mm, sein Bogen 5 mm. Auf diesen Rahmen ist eine Platin-Iridiumfolie von $2,5 \mu$ zur Herstellung eines guten Kontaktes aufgeschweißt. An diesem Rahmen ist ein Platindraht von 0,1 mm Durchmesser angeschweißt, der zugleich als Träger des Spiegels (2×2 mm-Zeiss) dient. Dieser Halte-draht wird so gebogen, daß Spiegel und System gut ausbalanciert sind, dann erst kann die Suspension eines Wollaston-drahtes von $2-3 \mu$ Dicke angelötet werden. Da die praktische Grenze der Empfindlichkeit bei demselben Druck sich nur dann bei kurzer Einstelldauer steigern läßt, wenn das System möglichst leicht gestaltet wird, wurde von dem 5 mg schweren Leyboldsystem abgegangen und Versuche mit Al, Cu und Silber-systemen angestellt. Die Al-Systeme aus Folien von 10μ Dicke besaßen zwar den großen Vorteil der Leichtigkeit, konnten jedoch wegen der großen Schwierigkeit eines guten Kontaktes nicht zur Verwendung gelangen. Die ausprobierten Cu-Systeme, etwa 3 mg, wurden von den Hg-Dämpfen amalgumierte und schieden daher für die folgenden Untersuchungen aus. Schließlich blieb nur der Weg für Ag-Systeme gangbar. Aus einer Ag-Folie von 10μ Dicke wurde ein Sektor von 5 mm Radius und 3 mm Bogenlänge ausgeschnitten und geglättet, sodann

ein Haltedraht von 0,1 mm Durchmesser möglichst nahe an der Spitze des Sektors weich angelötet und an ihn ein Spiegelchen von 1×1 mm mit Picein angekittet. Das zum Löten verwendete Zinnkügelchen genügte meistens, um unter Einhaltung der Forderung eines stabilen und langen Systemflügels eine möglichst gute Ausbalancierung von System und Spiegel zu erreichen. Diese Systeme erwiesen sich als hinreichend eben, stabil und um die Hälfte leichter (2,5 mg) als die handelsüblichen. Damit ist nach unseren Erfahrungen die praktische Grenze der Herstellung eines gut leitenden und leichten Systemes erreicht. Es wurden auch noch Glimmersysteme mit beklebter Gold- oder Silberfolie oder mit einer kathodenbestäubten Metallschicht hergestellt; sie hielten jedoch einer einwandfreien Lötung auch mit Woodmetall nicht stand und waren nicht leichter als 2,5 mg.

§ 4. Lichtmarke

Große Schwierigkeiten bereitete die Herstellung einer einwandfreien intensiven Lichtmarke, da der Spiegel nur eine Reflexionsfläche von 1 qmm besaß. Es wurde zu diesem Zwecke eine optische Anordnung getroffen, wie sie in der Arbeit von C. V. Burton¹⁾ beschrieben ist. Jedoch ist es auch dann noch Glückssache, ein einigermaßen gutes Bild zu bekommen, da die meisten Spiegel dieser Größe uneben sind. Als Lichtquelle wurde eine Osram-Kleinkinlampe für 6 Volt und $4\frac{1}{2}$ Amp. benutzt, die eine genügende Lichtmenge lieferte, um die Systembewegung photographisch registrieren zu können.

§ 5. Dämpfungsmessungen

Bevor der Einfluß der Luftdämpfung auf Empfindlichkeit und Einstelldauer untersucht werden konnte, mußten erst Messungen über die Dämpfung des freischwingenden Systems angestellt werden. Das hierzu benutzte System war, wie oben beschrieben, 2,5 mg schwer, hing an einer Suspension von 3 μ und hatte eine Schwingungsdauer von 2 Sekunden. Die Messungen wurden so durchgeführt, daß dem System durch Anlegen von unsymmetrischen Spannungen an die Duanten ein elektrischer Stoß versetzt wurde, alsdann erfolgte gleichzeitige Erdung von Duanten und System und damit war die Beob-

1) C. V. Burton, Phil. Mag. 23. S. 385. 1912.

achtung der freien Systemschwingung gegeben. Für das Verhältnis zweier aufeinander folgenden Schwingungsamplituden findet man aus der Lösung der Schwingungsgleichung¹⁾ für eine

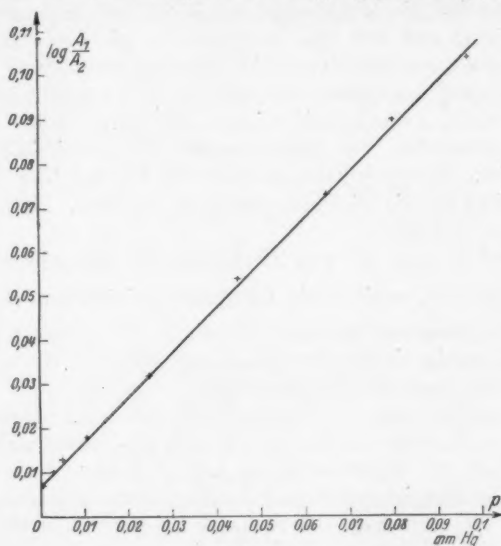


Fig. 1

Tabelle 1

p in mm Hg	log $\frac{A_1}{A_2}$	p in mm Hg	log $\frac{A_1}{A_2}$
760	0,441	0,025	0,032
0,097	0,104	0,011	0,018
0,083	0,090	0,005	0,013
0,065	0,073	0,003	0,010
0,045	0,054	0,001	0,007

schwingende Scheibe $\frac{A_1}{A_2} = e^{-\lambda}$, worin λ als das logarithmische Dekrement definiert ist. Die Ergebnisse der Beobachtung dieses Dekrements in Abhängigkeit vom Druck bei konstanter Höhe des Systems über dem Duanten sind in der Tab. 1 zusammengestellt und durch Fig. 1 veranschaulicht. Die einzelnen

1) S. Dushman, Hochvakuumtechnik, S. 115. 1926.

Werte für den Druck im Innern des Elektrometers wurden durch Mittelwertbildung aus den Angaben der beiden MacLeod-Manometern gewonnen. Die zugehörigen logarithmischen Dekremente sind die Mittelwerte von je 20 Beobachtungen. Man sieht leicht, daß sich das Elektrometer wie ein Dämpfungsmanometer nach Kundt und Warburg¹⁾ verhält und die von P. E. Shaw²⁾ angegebene Gleichung $p = C \cdot \lambda$ erfüllt ist, wobei p der Druck, λ das logarithmische Dekrement und C eine für die Konstruktion des Instrumentes charakteristische Konstante ist. Der Schnittpunkt der Geraden mit der Ordinate ist ein Maß für die Eigendämpfung des Systems. Sie bestimmt sich zu $\lambda' = 0,006$.

Setzt man in die von Sutherland³⁾ angegebene Formel $\left(\frac{l - \lambda'}{\lambda - \lambda'}\right)p = C$, worin l die Dämpfung bei 760 mm Hg, λ' die Eigendämpfung des Systems und λ die zu dem Druck p gehörige Dämpfung ist, die in der Tab. 1 aufgeführten Werte ein, so ergibt sich C als Mittelwert zu 0,35.

Abgesehen von dem letzten Wert, für den λ nahezu gleich λ' wird — für sehr niedrige Drucke gilt die Formel nicht mehr, da λ dann die Größenordnung von λ' bekommt — ist die maximale Abweichung vom Mittelwert etwa 10 Proz.

Da die Höhenlage des Systems über den beiden Duanten ein wichtiger Faktor zur Erzielung einer hohen Empfindlichkeit und möglichst homogenen Skala ist, so wurde ferner die Luftdämpfung bei verschiedenen Drucken als Parameter in Abhängigkeit von der Höhe des Systems über den Duanten untersucht. Einen Aufschluß über das Verhalten der Dämpfung geben Tab. und Fig. 2. Es sei noch bemerkt, daß dem Skalenteil 3,03, der auf dem Kopfteil des Elektrometers abgelesen ist, der Nullpunkt entspricht, d. h. das System ruht mit seiner ganzen Fläche auf der Duantenebene. Während bei normalem Druck innerhalb des für die elektrischen Messungen maßgebenden Bereiches (0,2—0,7 mm System Abstand) die Höhenabhängigkeit der Dämpfung sehr wesentlich ist, bleibt sie für die üblichen angewandten Drucke unter 0,1 mm Hg konstant und macht sich erst bei einem Abstand unter 0,2 mm bemerkbar. Für die Kurven mit den Drucken 0,025; 0,1 und 760 mm Hg

1) Kundt u. Warburg, Pogg. Ann. 155. S. 340. 1875.

2) P. E. Shaw, Proc. Phys. Soc. London 29. S. 171. 1917.

3) W. Sutherland, Phil. Mag. 43. S. 83. 1897.

wurde für ein gutes Ausfrieren der Dämpfe mit flüssiger Luft Sorge getragen, dagegen ist ein Ausfrieren bei der Kurve mit 0,0038 mm Hg absichtlich unterlassen worden. Hier zeigt sich, daß die Dämpfung fast doppelt so groß ist, als die bei 0,025 mm

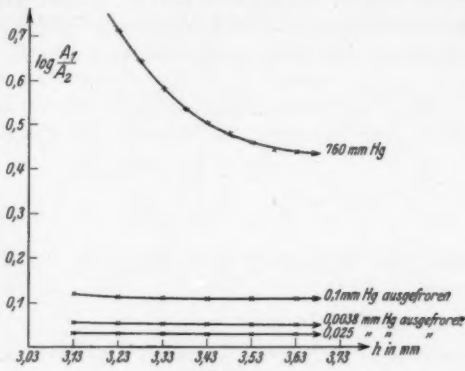


Fig. 2

Tabelle 2

p in mm Hg	0,0038	0,025	0,1	760
h in Sktl.	Hg-Dämpfe nicht ausgefroren	ausgefroren	ausgefroren	ausgefroren
3,13	0,054	0,032	0,124	—
3,23	0,053	0,031	0,118	0,712
3,33	0,052	0,031	0,112	0,581
3,43	0,051	0,030	0,112	0,509
3,53	0,050	0,030	0,110	0,459
3,63	0,049	0,029	0,110	0,441

Hg. Die Ursache dieses größeren Dekrementes liegt darin, daß das MacLeod-Manometer nicht den Totaldruck angibt. Durch eine einfache Schwingungsbeobachtung ist es also nach vorangegangener Eichung leicht möglich, den Totaldruck im Innern des Elektrometers zu kontrollieren.

§ 6. Elektrische Messungen

Für die folgenden Untersuchungen ist es von Vorteil, zu bemerken, daß die ganze Kunst der Handhabung des Duanten-elektrometers nur in der genauen Kenntnis des Verhaltens der

Kapazitätskoeffizienten a und b bei irgendwelchen Lagenveränderungen und des Prinzips der Astasierung, d. h. der Kompensation der mechanischen Torsionskraft des Aufhängefadens durch elektrische Richtkräfte beruht. Dieses Prinzip kommt in den von G. Hoffmann und K. Engel entwickelten Formeln für die Spannungs- und Ladungsempfindlichkeiten S, L in den Differenzen im Zähler zum Ausdruck:

$$(1) \quad S = \frac{R_0 - \frac{1}{2} b V^2}{2 D a \cdot V}$$

$$(2) \quad L = C_0 \cdot \frac{R_0 - \left(\frac{b}{2} - \frac{a^2}{C_0} \right) V^2}{2 D \cdot a V}$$

R_0 = mechanische Richtkraft der Aufhängung des Systems in Dyn cm.

C_0 = Systemkapazität in cm.

D = Abstand der Skala vom Systemspiegel in mm.

V = Spannungsdifferenz der Duanten in Volt.

a und b = Die für die Entwicklung der Kapazitätskoeffizienten in nach Potenzen des Drehwinkels des Systems fortschreitenden Reihen maßgebenden Faktoren bei Beschränkung auf lineare und quadratische Glieder.

Die aus diesen Formeln errechneten Werte stimmen recht gut mit den experimentell gefundenen überein. Die Tabellen 3 und 4 enthalten eine Gegenüberstellung solcher Wertepaare für Spannungs- und Ladungsempfindlichkeit. R_S und R_L sind die auf den Flügel wirksamen mechanischen und elektrischen

Tabelle 3

Konstanten: $R_0 = 1,01 \text{ Volt}^2 \text{ cm}$; $a = 0,033 \text{ cm}$; $b = 0,019 \text{ cm}$; $C_0 = 2,85 \text{ cm}$							
Duanten- spannung in Volt	R_S ber. in $\text{V}^2 \text{ cm}$	S_0 ber. in mV/mm	S_0 beob. in mV/mm	R_L ber. in $\text{V}^2 \text{ cm}$	L_0 ber. in mVcm/mm	L_0 beob. in mVcm/mm	L_0 beob. in E.-Q./mm
5	0,78	1,25	1,20	0,78	3,56	3,50	24500
6	0,67	0,88	0,84	0,68	2,55	2,50	17500
7	0,54	0,62	0,62	0,56	1,82	1,78	12450
8	0,40	0,40	0,40	0,42	1,21	1,20	8400
9	0,23	0,21	0,22	0,26	0,67	0,70	4900
10	0,05	0,04	0,05	0,09	0,20	0,22	1540

Richtkräfte, die mit Hilfe der in den Tabellen angegebenen Konstanten nach folgenden Formeln berechnet wurden:

$$(3) \quad R_S = R_0 - \frac{1}{2} b \cdot V^2 \quad R_L = R_0 - \left(\frac{b}{2} - \frac{a^2}{C_0} \right) V^2.$$

In Fig. 3 sind die Ladungsempfindlichkeitskurven L_1 und L_2 mit den zugehörigen Richtkräften R_1 und R_2 gezeichnet, deren Werte den Tabellen 3 und 4 entnommen sind. Obwohl die Konstanten beider Kurven nicht wesentlich voneinander abweichen, zeigen die Kurven in ihrem unteren Verlauf einen

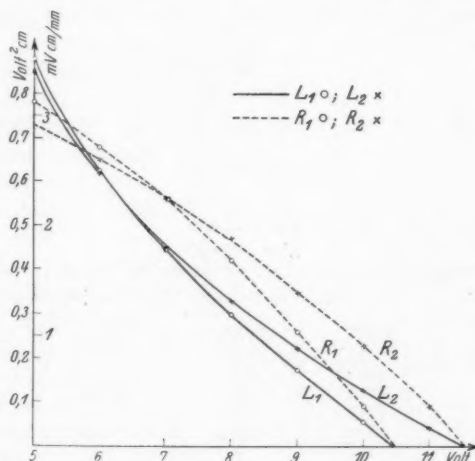


Fig. 3

Tabelle 4

Konstanten: $R_0 = 0,89 \text{ Volt}^2 \text{ cm}$; $a = 0,033 \text{ cm}$; $b = 0,014 \text{ cm}$; $C_0 = 2,90 \text{ cm}$

V=Duanten- spannung	R ber. in $\text{V}^2 \text{ cm}$	S_0 ber. in mV/mm	S_0 beob. in mV/mm	R ber. in $\text{V}^2 \text{ cm}$	L_0 ber. in mVcm/mm	L_0 beob. in mVcm/mm	L_0 beob. in E.-Q./mm
5	0,72	1,14	1,16	0,73	3,35	3,40	23800
6	0,64	0,85	0,85	0,65	2,51	2,48	17400
7	0,55	0,62	0,65	0,56	1,86	1,80	12600
8	0,44	0,44	0,45	0,47	1,34	1,32	9250
9	0,32	0,28	0,27	0,35	0,90	0,89	6250
10	0,19	0,15	0,17	0,23	0,52	0,51	3570
11	0,04	0,03	0,05	0,09	0,18	0,17	1190

erheblichen Unterschied, der auf die bei höheren Spannungen einsetzende Wirksamkeit des Astasierungsfaktors b zurückzuführen ist. L_2 , für die b kleiner ist als für L_1 , hat einen bedeutend flacheren Verlauf. Der Vorteil einer solchen flachen

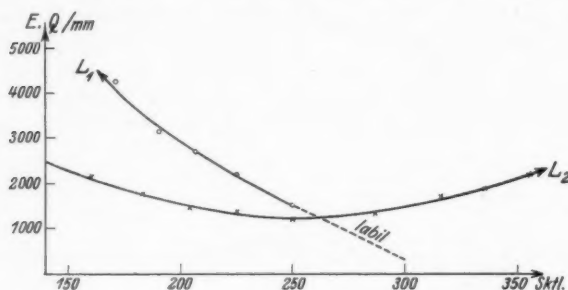


Fig. 4

Tabelle 5
Werte für L

Duanten- spannung in Volt	h = Höhe des Systems über den Duanten in cm			
	0,035	0,045	0,055	0,065
2	22,5	33,5	—	—
3	17,0	22,5	33,8	—
4	11,4	15,6	22,5	27,0
5	9,0	13,5	16,9	22,5
6	6,4	9,6	13,5	16,9
7	4,1	7,5	11,3	13,5
8	2,7	5,6	8,4	11,3
9	0,8	3,9	6,7	9,5
10	—	2,1	5,0	7,5
11	—	0,8	3,5	6,1
12	—	—	2,5	4,8
13	—	—	1,2	3,6
14	—	—	0,7	2,8
15	—	—	—	1,7
16	—	—	—	0,8

Kurve ist ersichtlich. Mit kleinerem Astasierungsfaktor b läßt sich eine große Empfindlichkeit durch Steigerung der Duanten-spannung leichter erreichen als mit größerem b . Die beiden Kurven wurden durch Kippen des Elektrometers, durch Höhen-verstellung einer seitlichen Schraube erhalten. Hierbei konnte ein weiterer Einblick in das Verhalten des Systems gewonnen

werden, der in Fig. 4 veranschaulicht ist. Während für L_2 die Skala über 200 mm von der Mitte aus gerechnet nach beiden Seiten verhältnismäßig gut homogen ist bei hoher Empfindlichkeit — in der Mitte ungefähr 1250 El.Qu./mm, an den beiden Seiten etwas über 2000 — zeigt die Skala für die Kurve L_1 nach kleineren Zahlen eine unbrauchbare Inhomogenität und nach größeren Zahlen vollständige Labilität des Systems. Die elektrischen Richtkräfte heben bei dieser Lage des Systems vollständig die mechanischen auf und verhindern eine vernünftige Einstellung. Durch geschicktes Kippen des Elektrometers läßt sich innerhalb gewisser Grenzen, die nicht gesetzmäßig erfaßt werden konnten und mehr vom Gefühl des Experimentators beherrscht werden müssen, vorteilhaft die Skala homogenisieren. Jedoch ist dieser Einfluß nicht so groß wie der, der durch Höhenverstellung des Systems erreicht wird.

K. Engel konnte in seiner schon zitierten Dissertation mit Hilfe der Schwebungsmethode nachweisen, daß der

für die Astasierung wichtige Faktor b mit wachsender Höhe des Systemmodelles über dem Duanten abnahm. Die Aufspaltung von b in 2 Komponenten b_1 und b_2 ist bei direkter Bestimmung der Konstanten nach dem von G. Hoffmann angegebenen Verfahren nicht möglich. Es genügt, um das Ergebnis der Messungen hier vorwegzunehmen, daß bei normaler, horizontaler Stellung von System und Duantenfläche die Resultate in bezug auf den von Engel zusammengesetzten Faktor b und den vom Verfasser aus den Empfindlichkeitskurven ermittelten b übereinstimmen. In Tab. 5 sind die Meßergebnisse von Ladungsempfindlichkeitskurven in Abhängigkeit von der Duantenspannung mit der Höhe des Systems als Parameter zusammengetragen. Fig. 5 läßt erkennen, daß zwar mit wachsender

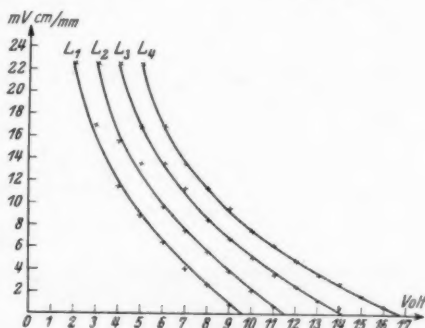


Fig. 5

Höhe eine größere Duantenspannung erforderlich ist; dafür bietet sich aber der große Vorteil der sicheren Einstellung des Systems und der homogenen Skala bei hoher Empfindlichkeit. Die Kurven zeigen in ihrem Verlauf nahezu Parallelität, sie schmiegen sich jedoch in ihrem unteren Teil immer mehr der Abszisse an; das bedeutet unzweifelhaft einen zurückgehenden

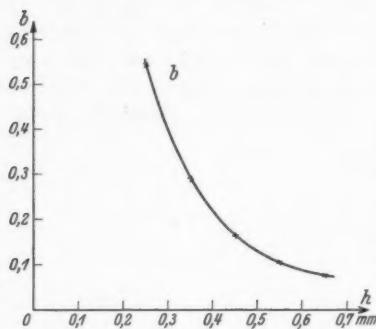


Fig 6

Einfluß des Astasierungskoeffizienten b an. Bestimmt man die Konstanten des Elektrometers — Tab. 6 —, und trägt zunächst b in Abhängigkeit von der Höhe auf (vgl. Originalarbeit) so zeigt sich, daß die Höhenverstellung einen wesentlichen Einfluß auf b hat, der sich in der schon geschilderten Art der Astasierung auswirkt.

Der Kapazitätskoeffizient a wurde einmal aus

den experimentell gefundenen Kurven ermittelt und dann nach der von K. Engel angegebenen Formel berechnet. Die Werte sind in der Tab. 6 enthalten und in Fig. 7 gezeichnet. Sie zeigen eine befriedigende Übereinstimmung. Weiterhin wurden die Elektrometerkapazitäten C_1 und C_2 bestimmt, deren Abweichung für die einzelnen Kurven vom Mittelwert unter 4 Proz. bleibt. In der letzten Spalte stehen dann noch die nach der angegebenen

Tabelle 6

$H = \text{Höhe}$ in cm	a ermittelt aus der Kurve in cm	a berechnet in cm	b ermittelt aus der Kurve in cm	C_1 ermittelt aus der Kurve in cm	C_2 ermittelt aus der Kurve in cm	R_0 ermittelt aus der Kurve in Volt ² cm
0,025	0,322	0,378	0,545	3,38	—	11,09
0,035	0,271	0,270	0,240	3,22	5,10	10,60
0,045	0,211	0,210	0,164	3,31	5,30	10,53
0,055	0,166	0,172	0,107	3,16	5,27	10,86
0,065	0,117	0,145	0,076	3,21	5,15	9,73
		Mittelwerte:		3,26	5,21	10,56

Formel berechneten mechanischen Richtkräfte, deren Mittelwert 10,56 Volt² cm beträgt. Diese letzte Formel erhält man aus 1, indem man den Zähler = 0 setzt. Physikalisch ist das gleichbedeutend mit der Identität von mechanischer und elektrischer Richtkraft. Diejenige Duantenspannung, bei der dieser Fall eintritt, d. h. also, bei der Labilität vorhanden ist, wird in der Formel mit P bezeichnet. Damit ist die

mechanische Richtkraft elektrostatisch ohne Messung des Trägheitsmomentes des Systems bestimmt. Der Vollständigkeit halber benutzen wir hier gleich den für eine andere Aufhängung gefundenen R_0 -Wert aus der Tab. 10 und berechnen aus beiden die Fadenstärke nach der Gleichung

$$(4) \quad R_0 = F \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{r^4}{l}.$$

Nach Einsetzung des Torsionsmoduls F für Platin ergibt sich $R_0 = 1,05 \cdot 10^{12} \frac{r^4}{l}$ Dyn cm. Wir stellen nun in einer Übersicht die aus den nominellen Werten der Fadenstärken, der von der Firma W. C. Heraeus gelieferten Wollastondrähte errechneten R_0 -Werte mit den aus den beobachteten R_0 -Größen ermittelten Fadenstärken zusammen. Die nominellen und beobachteten Durchmesser der Faden zeigen eine ziemlich gute Übereinstimmung.

Durchmesser	R_0	R_0	R_0	R_0	Durchmesser
nominell	ber. in	ber. in	beob. in	beob. in	beobachtet
in mm	Dyn cm	Volt ² cm	Dyn cm	Volt ² cm	in mm
0,002	0,17	1,53	0,10	0,9	0,0017
0,003	1,06	9,5	1,17	10,56	0,0032

Aus den Kurven der Fig. 5 lassen sich noch einige wichtige praktische Folgerungen für die Handhabung des Instrumentes ziehen. Legt man durch diese Kurvenschar einmal Horizontalschnitte, also wählt als Parameter die Ladungsempfindlichkeit und ein andermal Vertikalschnitte, also wählt als Parameter die Duantenspannung, so ergeben sich die in den Tabellen 7, 8

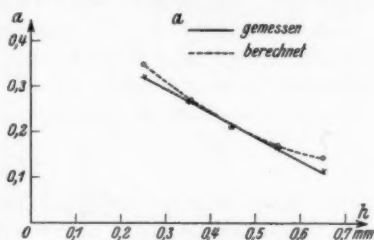


Fig. 7

und in Figg. 8, 9 dargestellten Werte. Fig. 8 zeigt, daß alle Kurven gleicher Ladungsempfindlichkeiten sich in einem Punkte schneiden. Für diesen Punkt sind alle Ladungsempfindlichkeiten gleichbedeutend, hier fällt Duantenebene

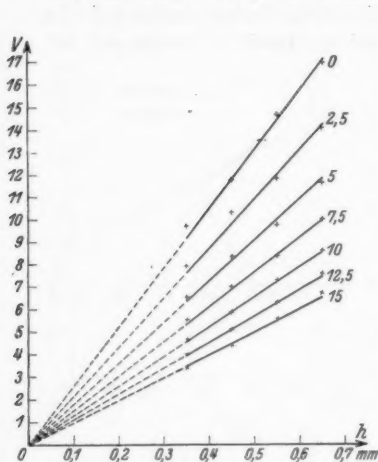


Fig. 8

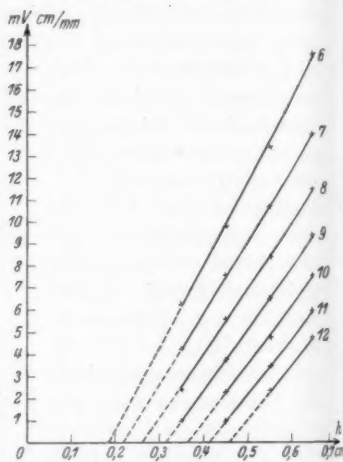


Fig. 9

Tabelle 7

Werte für Duantenspannung in Volt

h = Höhe des Systems in cm	Ladungsempfindlichkeit als Parameter in mVcm						
	0	2,5	5	7,5	10	12,5	15
0,035	9,75	8,00	6,60	5,60	4,70	4,00	3,40
0,045	11,85	10,40	8,40	7,00	5,90	5,10	4,40
0,055	19,75	11,90	9,80	8,45	7,30	6,35	5,60
0,065	17,00	14,10	11,75	10,10	8,70	7,60	6,75

Tabelle 8

Werte für Ladungsempfindlichkeit in mVcm

h = Höhe des Systemes in cm	Duantenspannung als Parameter in V						
	6	7	8	9	10	11	12
0,035	6,3	4,2	2,4	1,0	—	—	—
0,045	9,8	7,6	5,6	4,8	2,3	1,0	—
0,055	13,4	10,7	8,4	5,5	4,8	3,5	2,4
0,065	17,6	14,0	11,5	9,4	7,6	6,0	4,7

und wirksame Systemfläche zusammen. Das System ruht auf den Duanten, der Höhenunterschied ist 0. Durch Aufstellung einer solchen Kurvenschar ist also ohne umständliche Öffnung des Elektrometers und direkte Messung mit dem Kathetometer möglich, die Höhe des Systems über den Duanten zu bestimmen. Die Kontrolle dieser elektrischen Höhenmessung mit dem Kathetometer ergab Übereinstimmung. Die durch den Vertikalschnitt gewonnenen Kurven gleicher Duantenspannung der Fig. 9 geben durch ihren Schnitt mit der Höhenachse Anhaltspunkte, bei welcher Höhe für eine bestimmte Duantenspannung mit einer Labilität des Systems zu rechnen ist.

§ 7

Die bisher geschilderten Erkenntnisse und Erfahrungen gaben die Möglichkeit, die Grenze der Empfindlichkeit des Duantenelektrometers zu untersuchen. Für die Aufhängung des Systems wurde jetzt ein $2\ \mu$ -Faden gewählt und damit die mechanische Richtkraft auf $0,9\ \text{Volt}^2\text{cm}$ herabgesetzt. Eine Verminderung des Systemgewichtes unter $2,5\ \text{mg}$ war nicht zu erreichen. Ein systematischer Zusammenhang zwischen Einstelldauer und Luftdämpfung bei gleicher Empfindlichkeit konnte nicht festgestellt werden. Bei jeder Änderung des Druckes unterhalb $0,1\ \text{mm Hg}$ ergab sich eine Lagenänderung des Systems, die natürlich eine wesentliche Empfindlichkeitsänderung zur Folge hatte. Es kann hier nur soviel gesagt werden, daß bei $0,1\ \text{mm Hg}$ bei einer Empfindlichkeit von $1500\ \text{El. Qu./mm}$ die Einstelldauer etwa 20 Sekunden betrug. Bei den üblichen Platinsystemen muß bei einer Empfindlichkeit von $3000\ \text{El. Qu./mm}$ mit einer Beruhigungszeit von etwa 40 Sekunden gerechnet werden.

Der Druck von $0,1\ \text{mm Hg}$ ließ sich über mehrere Tage konstant halten, so daß längere Registrierungen bequem möglich waren. Bei Drucken unter $0,1$ machte sich vor allem auch der Radiometereffekt als sehr störend bemerkbar. Er bewirkt eine vollständig andere Einstellung des Systems als sie nur durch das Zusammenwirken von mechanischer und elektrischer Richtkraft bedingt wäre. Ein Bild hierübergibt die Registrierkurve, Fig. 10. Bei $0,01\ \text{mm Hg}$ -Druck, bei dem nach Messungen von Brüche¹⁾ ein Maximum des Radiometereffektes liegt, und einer

1) E. Brüche u. W. Littwin, Ztschr. f. Phys. 52. S. 318. 1928.

Empfindlichkeit von 2500 El.Qu./mm wurde die Registrierung so vorgenommen, daß die Beleuchtungsquelle während einer Minute eingeschaltet und 2 Minuten lang ausgeschaltet blieb.

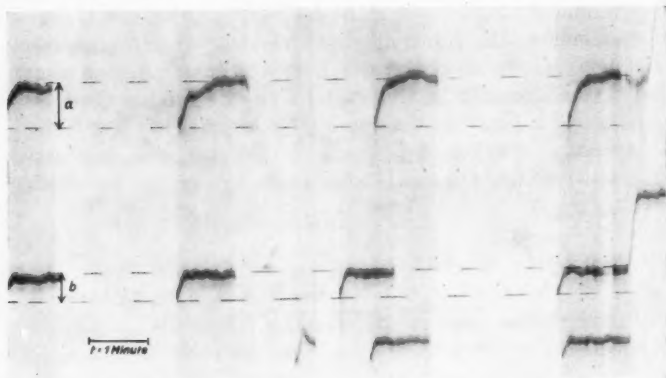


Fig. 10

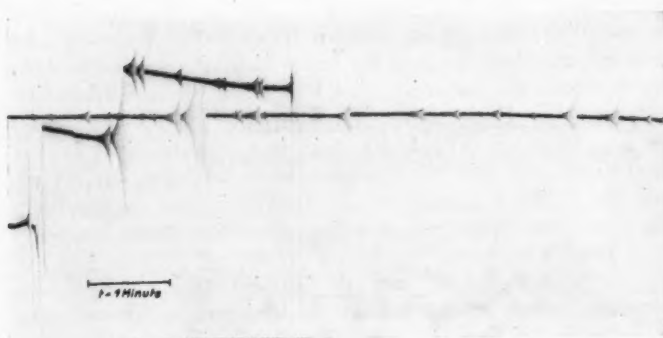


Fig. 11

Der Moment des Einschaltens zeigt die wahre Einstellung, dann aber entwickeln sich bei längerer Belichtung zusätzliche Radiometerkräfte, die eine andere Einstellung des Systems bewirken; nach einiger Zeit hat sich ein Gleichgewichtszustand hergestellt, das System nimmt immer wieder dieselbe Stellung

ein. Es lag nahe, den Radiometereffekt in Abhängigkeit vom Druck zu untersuchen, denn der Abstand a — siehe Registrierkurve — vom Augenblick des Einschaltens bis zur normalen Ruhelage ist ein Maß für die Größe dieses Effektes. Dazu ist aber die Grundbedingung, daß für alle Drucke die gleiche Empfindlichkeit herrscht, was sich aus den schon oben erwähnten Gründen nicht verwirklichen ließ. Die beiden Größen a und b der Registrierkurve zeigen schon bei demselben Druck wegen der Inhomogenität der Skala einen wesentlichen Unterschied und rechtfertigen die obige Forderung.

Bei sehr niedrigen Drucken unter 0,01 mm Hg stellte sich weiterhin die durch Gebäudeschwingungen verursachten Erschütterungen als sehr störend heraus. Die Dämpfung ist so klein, daß das System mit seiner Aufhängung in Eigenschwingungen gerät, die in einem Falle solche Amplituden annahmen, daß der Faden das ihn umgebende Gehäuse berührte und zerstört wurde. Die Registrierkurve, Fig. 11 zeigt die Aufzeichnung solcher zum Teil auch künstlich bewirkten Erschütterungen. Um die eben geschilderten Störungen zu vermeiden, wurden die folgenden Untersuchungen bei dem Druck von 0,1 mm Hg angestellt, bei dem sich der Radiometereffekt durch einen vor die Lichtquelle gesetzten Wärmefilter ausschalten ließ.

§ 8. Brownsche Bewegung

Schon die Registrierkurven nach G. Hoffmann in der zitierten Arbeit zeigen einen unruhigen Hintergrund, der aber bei der geringen Registriergeschwindigkeit nicht genügend aufgelöst erscheint. Diese Geschwindigkeit betrug bei einem Umfang der Trommel von 50 cm 12—24 Stunden für einen Umlauf. Bei einer Umlaufgeschwindigkeit von einer halben Stunde wurde diese Unruhe schon bei Erdung von Duanten und Systemen sehr deutlich (Registrierkurve, Fig. 12). Mit wachsender Astasierung der Torsionskraft durch Steigerung der Duantenspannung nehmen die Schwankungen naturgemäß um eine mittlere Ruhelage zu. Registrierung, Fig. 14 zeigt diese Schwankungen bei einer Empfindlichkeit von 1500 El. Qu./mm. Schließlich sind die Bewegungen des Systems bei einer geschätzten Empfindlichkeit von 300 El. Qu./mm so groß (Registrierung, Fig. 13), daß hier eine vernünftige Messung aussichtslos ist.



Fig. 12

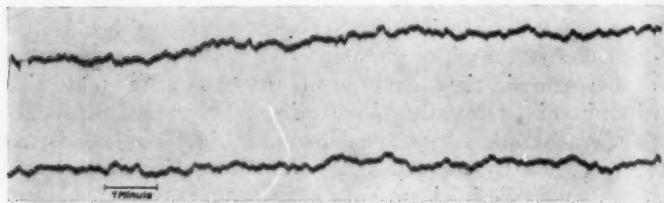


Fig. 13

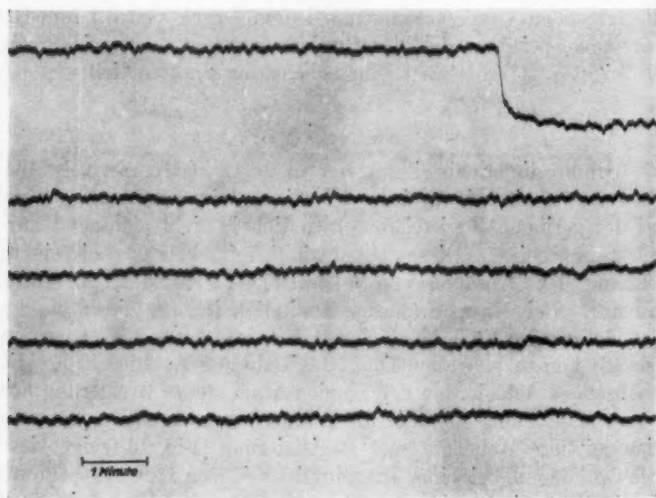


Fig. 14

Grenz

gewa
und

(5)

dabe

lichk

und

wege

bei d

Bol

Temp

(6)

(7)

V
Duanten
spannung

0

1

2

3

4

5

6

7

8

9

10

11

Der Mittelwert der von der Molekularbewegung aufgewandten Arbeit, um das System aus seiner Ruhelage heraus und wieder zurück zu bewegen, ist gegeben durch:

$$(5) \quad R \bar{\varphi}^2 = k \cdot T \quad 1) \quad 2)$$

dabei ist R_2 = die auf das System wirkende Richtkraft,

$\bar{\varphi}$ = der quadratische Mittelwert des Drehwinkels,

k = Boltzmannsche Konstante,

T = absolute Temperatur.

Setzt man die für die Spannungs- bzw. Ladungsempfindlichkeitsschaltung maßgebenden Richtkräfte $R_S = R_0 - \frac{1}{2} b V^2$ und $R_L = R_0 - \left(\frac{b}{2} - \frac{a^2}{C_0}\right) V^2$ ein³⁾, rechnet der Einfachheit wegen den Mittelwert des Drehwinkels in mm-Skalenausschlag bei einem Abstände von 1,9 m um und führt den Wert der Boltzmannschen Konstanten ein, so ergibt sich bei einer Temperatur von $T = 291^\circ$ für die mittlere Schwankung:

$$(6) \quad \sqrt{\bar{\alpha}_S^2} = \frac{8 \cdot 10^{-4}}{\sqrt{R_0 - \frac{1}{2} b V^2}} \text{ mm/m} \quad \bullet$$

$$(7) \quad \sqrt{\bar{\alpha}_L^2} = \frac{8 \cdot 10^{-4}}{\sqrt{R_0 - \left(\frac{b}{2} - \frac{a^2}{C_0}\right) V^2}} \text{ mm/m}.$$

Tabelle 9

V Duanten- spannung	R_S ber. in $V^2 \text{ cm}$	R_S ber. in Dyn $\text{cm } 10^{-4}$	$\sqrt{\bar{\alpha}_S^2}$ ber. in mm Sktl.	$\sqrt{\bar{\alpha}_S^2}$ beob. in mm Sktl.	Anzahl der Beob- achtungen	Konstanten des Elektrometers
0	0,89	0,099	0,25 ₄	0,25 ₁	220	$R_0 = 0,89$ Volt ² cm
1	0,88	0,098	0,25 ₅	—	—	
2	0,86	0,096	0,25 ₈	—	—	
3	0,82	0,092	0,26 ₄	—	—	$a = 0,033 \text{ cm}$
4	0,78	0,088	0,26 ₉	0,26 ₇	273	
5	0,72	0,079	0,28 ₄	—	—	
6	0,63	0,071	0,30 ₀	—	—	$b = 0,014 \text{ cm}$
7	0,55	0,061	0,32 ₄	—	—	
8	0,44	0,049	0,36 ₁	0,36 ₆	252	
9	0,32	0,036	0,42 ₁	—	—	$C_0 = 2,90 \text{ cm}$
10	0,19	0,021	0,55 ₂	0,55 ₈	298	
11	0,04	0,005	1,131	1,090	236	

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. 22. S. 570. 1907.

2) M. v. Smoluchowsky, Phys. Ztschr. 13. S. 1069. 1912.

3) K. Engel, Ann. d. Phys. [5] 4. S. 575. 1930.

Die beiden Mittelwerte der Schwankungen erweisen sich also als abhängig vom Quadrat der an den Duanten herrschenden Potentialdifferenz. Die Tabellen 9 und 10 geben einen

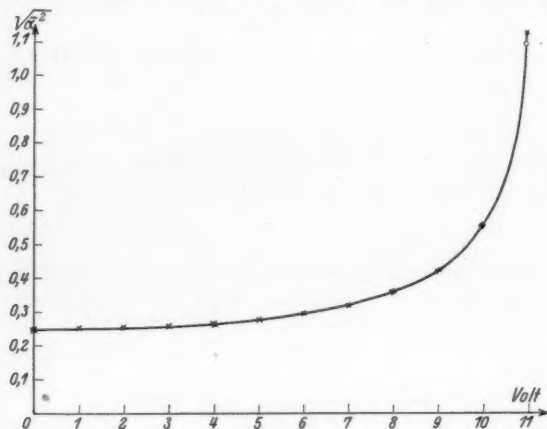


Fig. 15

Überblick über die aus den Konstanten berechneten Werte von R_s , R_L und gestatten einen Vergleich der beobachteten und berechneten Schwankung $\sqrt{\bar{\alpha}_{\text{ber.}}^2}$ und $\sqrt{\bar{\alpha}_{\text{beob.}}^2}$ in Abhängigkeit von der Duantenspannung. Figg. 15 und 16 zeigen für die beiden Arten der Schaltungen, daß die beobachteten

Tabelle 10

V Duanten- spannung	R_L ber. in $V^2 \text{ cm}$	R_L ber. in Dyn $\text{cm } 10^{-4}$	$\sqrt{\alpha_L^2}$ ber. in mm Sktl.	$\sqrt{\alpha_L^2}$ beob. in mm Sktl.	Anzahl der Beob- achtungen	Konstanten des Elektrometers
0	0,90	0,100	0,244	0,248	561	$R_0 = 0,90$ $\text{Volt}^2 \text{ cm}$
1	0,892	0,099	0,255	—	—	$a = 0,034 \text{ cm}$
2	0,867	0,096	0,259	—	—	
3	0,827	0,092	0,264	—	—	$b = 0,017 \text{ cm}$
4	0,770	0,085	0,264	0,267	665	
5	0,697	0,077	0,291	—	—	$C_0 = 3,00 \text{ cm}$
6	0,608	0,067	0,300	0,322	589	
7	0,503	0,056	0,339	—	—	
8	0,382	0,042	0,376	0,382	661	$R_L = R_0 -$ $\left(\frac{b}{2} - \frac{a}{C_0}\right) V$
9	0,244	0,027	0,487	—	—	
10	0,090	0,010	0,770	0,738	699	

Schwankungsgrößen, die durch einen Kreis gekennzeichnet sind, sich der theoretisch berechneten ausgezogenen Kurve sehr gut anpassen. Zu der statistischen Auswertung der Registriertkurven, die wie Figg. 13 u. 14 erhalten wurden, soll noch folgendes bemerkt werden: Die Kurven wurden zunächst auf Millimeterpapier durchgezeichnet und dann verzerrungsfrei durch Projektion vergrößert. Eine Abszisse, die zu der mittleren

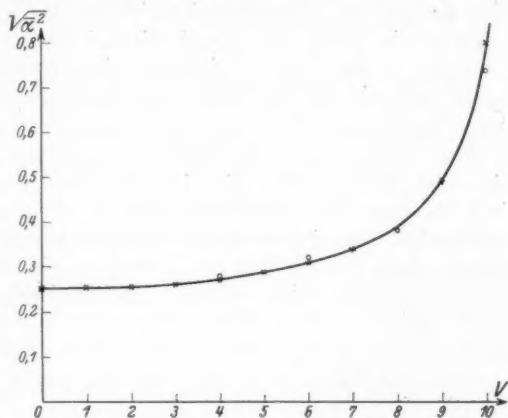


Fig. 16

Ruhelage der Kurve parallel in einigem Abstand verlief, wurde in gleiche Teile zerlegt und die zu den gleichen Abständen gehörigen Ordinaten in eine Tabelle eingetragen. Unter Berücksichtigung des Vergrößerungsfaktors konnte dann in der üblichen Weise die Berechnung des quadratischen Mittelwertes vorgenommen werden.

Aus den in den Tabellen 9 und 10 aufgeführten, beobachteten $\sqrt{a^2}$ -Werten läßt sich durch Umformung der Gleichung $R \bar{\varphi}^2 = k \cdot T$ in $k = \frac{R \bar{\varphi}^2}{T}$ die Boltzmannsche Konstante errechnen. Sie ergibt sich im Mittel zu $1,425 \cdot 10^{-16}$ erg. Grad⁻¹. Der mittlere Fehler ist 3 Proz. und die Abweichung vom normalen Wert 4 Proz. Da die Messungen selbst nur einen Anspruch auf eine Genauigkeit von 6—8 Proz. erheben können, so ist das Resultat dieser Methode der statistischen Berechnung der Boltzmannschen Konstanten aus der Brownschen Be-

wegung durchaus befriedigend. Auf Grund der Betrachtungen, wie sie im Anschluß an A. Einstein¹⁾ und M. v. Smoluchowsky²⁾ von G. Ising³⁾ und K. Engel⁴⁾ angestellt worden sind, ergibt sich theoretisch für die Grenze der Empfindlichkeit bei Berücksichtigung der Brownschen Bewegung etwa 250 El.Qu./mm. Durch Einsetzung der Elektrometerkonstanten aus den Tabellen 9 und 10, in die von K. Engel auf Seite 586 seiner Dissertation angegebenen Formel ergibt sich für das hier verwendete System die Grenze der Empfindlichkeit zu annähernd 900 El.Qu./mm. In der Tab. 11 sind für diese Empfindlichkeiten in Abhängigkeit von der Duantenspannung die Schwankungsgrößen berechnet. Bei 850 El.Qu./mm nimmt $\sqrt{a^2}$ schon den Wert 1 mm/m an, so daß also für diesen Empfindlichkeitsbereich eine Messung unmöglich ist. Die praktische Meßgrenze liegt bei etwa 1500 El.Qu./mm, wie sie die Registrierkurve Fig. 14 zeigt. Für diese Registrierung steht durchaus noch eine homogene Skala von 120 mm zur Verfügung, die Abstände der Schwärzungslinien sind durch Influenzierung von 30000 El.Qu. erzielt worden. Zieht man durch die Schwärzungen gerade Linien, die der Ruhelage des Systems entsprechen würden, so läßt sich immer noch eine Genauigkeit von 5 Proz. erreichen. Die Einstelldauer beträgt 20 Sekunden.

Tabelle 11

V Duanten- spannung	R_L ber. in V ² cm	R_L ber. in Dyn cm 10 ⁻⁴	L_0 ber. in mVcm/mm	L_0 ber. in E.-Q./mm	$\sqrt{a^2}$ in mm Skt./m
11	0,088	0,010	0,180	1260	0,80
11,1	0,073	0,008	0,167	1050	0,90
11,2	0,060	0,006	0,12 ₂	850	1,00
11,3	0,044	0,005	0,088	620	1,20
11,4	0,029	0,003	0,058	400	1,40
11,5	0,014	0,001	0,028	200	2,00

§ 9. Wechselspannung

Mit einer in der Arbeit von K. Engel und W. S. Pforte⁵⁾ näher beschriebenen Schaltung, bei der Synchronismus zwischen den Wechselspannungen der Duanten und der Nadel besteht,

1) A. Einstein, a. a. O.

2) M. v. Smoluchowsky, a. a. O.

3) G. Ising, Phil. Mag. 1. S. 827. 1926.

4) K. Engel, a. a. O.

5) Erscheint demnächst in der Phys. Ztschr.

wurde wie bei Gleichspannungsmessungen, eine Labilisierung des Systems erreicht. Man erkennt in der Fig. 17 die Steigerung der Spannungsempfindlichkeit mit wachsender Duanten-

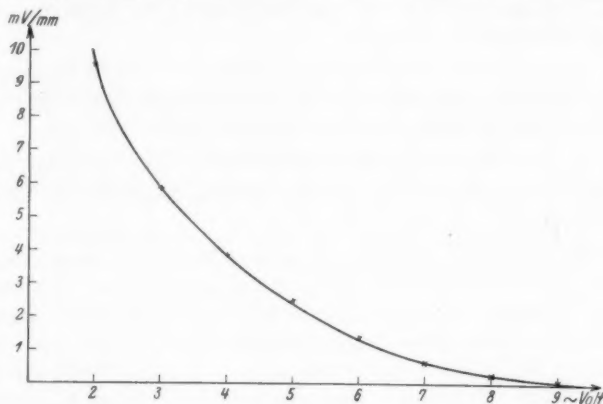


Fig. 17

spannung. Die Kurve schneidet schließlich bei Labilität die Abszisse. Natürlich setzt auch hier die Brownsche Bewegung der Empfindlichkeit eine Grenze, die mit 0,1 m Volt/mm bei 50 Period./sec. und einer Einstellzeit von 25 Sekunden angegeben werden kann.

Zusammenfassung

1. Es wird ein System für das Vakuum-Duantenelektrometer angegeben, das zur Bestimmung der Empfindlichkeitsgrenzen geeignet ist.
2. Das logarithmische Dekrement ändert sich in dem Bereich von 0,1—0,001 mm Hg proportional mit dem Druck.
3. Durch Kippen des Elektrometers und durch Variieren der Höhe des Systems über den Duanten läßt sich der Astasierungsfaktor b vorteilhaft so ändern, daß bis zu den höchsten Empfindlichkeiten noch eine homogene Skala erzielbar ist.
4. Bei der Erörterung einer Schar von Ladungsempfindlichkeitskurven werden Angaben über Bestimmung der Höhe und Labilität des Systems gemacht.

5. Für Störungen durch Erschütterungen und Radiometer-effekt werden Richtlinien zu ihrer Beseitigung gegeben.

6. Die Beobachtung der Brownschen Bewegung wird statistisch ausgewertet und eine Berechnung der Boltzmann-schen Konstanten angegeben.

7. Die Brownsche Bewegung setzt der Empfindlichkeits-steigerung eine Grenze bei etwa 1500 El.Qu./mm, für die eine Einstelldauer von 20 Sekunden erreicht wird.

8. Für Wechsellspannungsmessungen gilt ebenfalls das Labilisierungsprinzip; die untere Grenze der Empfindlichkeit ist 0,1 mVolt/mm für 50 Period./sec.

Herrn Prof. G. Hoffmann spreche ich meinen herzlichsten Dank aus für die stets freundliche Unterstützung meiner Arbeit, deren Fortgang er durch zahlreiche Ratschläge förderte. Herrn Prof. A. Smekal danke ich für mannigfaltige Anregungen. Die vorliegende Untersuchung wurde zum Teil mit Mitteln durchgeführt, die seitens der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft zur Verfügung gestellt waren, wofür auch hier bestens gedankt sei.

Halle, Institut für Experimentalphysik der Universität.
September 1930.

(Eingegangen 11. Oktober 1930)

eine
ein v
Mome
wird
aufge
im V
Arbei
beim
aperic
konst
unter
ein V
Schal
licher
mung
erläut
der F
Eine
anspr
den V

tation.
An

**Optische Untersuchung der Funkenzündung
in Luft von Atmosphärendruck mittels
des Kerreffektes**

Von Ladislaus von Hámos¹⁾

(Mitteilung aus dem Elektrotechnischen Laboratorium
der Technischen Hochschule Berlin)

(Mit 34 Figuren)

Übersicht

Für die zeitliche Untersuchung der Funkenzündung wird eine Versuchsanordnung gewählt, deren wichtigsten Bestandteil ein vom untersuchten Vorgang gesteuerter elektro-optischer Momentverschluß bildet. — Die Wirkungsweise des Verschlusses wird erörtert und die günstigsten Versuchsbedingungen werden aufgesucht. Die Vermeidung von hochfrequenten Schwingungen im Verschlußkreis ist Vorbedingung für das ordnungsmäßige Arbeiten der Anordnung. Bei Anwendung einer Kerrzelle geht beim Schließvorgang die Durchlässigkeit exponentiell, also aperiodisch gegen Null. Für die Größenordnung der Zeitkonstante wird 10^{-10} bis 10^{-9} Sek. als praktisch erreichbare untere Grenze gefunden. Erwünscht ist in manchen Fällen ein Verschluß, der in solchen Zeiten vollständig schließt. Eine Schaltung mit zwei Kerrzellen wird angegeben, die in vorzüglicher Weise diese Forderung erfüllt. Methoden zur Bestimmung der Zeitkonstante werden an experimentellen Beispielen erläutert. — Die Untersuchungsmethode wird zum Studium der Funkenzündung in Luft von Atmosphärendruck verwendet. Eine Funkenstrecke mit homogenem Feld wird stoßartig beansprucht und das von der Entladung emittierte Licht durch den Verschluß hindurch unzerlegt und auch spektral zerlegt

1) Von der Technischen Hochschule zu Berlin genehmigte Dissertation.

photographiert. Die nach vielfacher Überlagerung gleichartiger Eindrücke entstehenden Bilder zeigen die Ausbildungsstadien der Entladung. Die zeitliche Entwicklung der Leuchterscheinungen wird lediglich durch Veränderung von Lichtwegen in Abständen von 10^{-9} Sek. verfolgt. — Nach diesen Bildern vollzieht sich die Funkenzündung innerhalb von 10^{-8} Sek. bei mäßigen Überspannungen. Bei Beginn der Entladung wird nur ein Stickstoffbandenspektrum im untersuchten Spektralbereich zwischen 4000 und 5000 ÅE gefunden. Nach etwa $2 \cdot 10^{-9}$ Sek. ist bereits an der Anode eine Leuchterscheinung erkennbar, deren Spektrum auf hohe Raumladungsdichten schließen läßt. Es kann eine Ausbreitungsgeschwindigkeit dieser Leuchterscheinung von etwa $5 \cdot 10^7$ cm/sec in Richtung zur Kathode festgestellt werden. Dadurch wird erstmalig der experimentelle Beweis für die hohe Ausbildungsgeschwindigkeit der Raumladungen in der Funkenentladung erbracht.

1. Einleitung

Die Funkenzündung in Luft von Atmosphärendruck wurde in letzter Zeit vielfach untersucht. Von den neueren Arbeiten über diesen Gegenstand verdienen die von Rogowski und seinen Mitarbeitern besondere Beachtung. Mit Hilfe des Kathodenoszillographen konnten sie den Strom- und Spannungsverlauf beim Durchbruch verzeichnen. Die ausführlichen Untersuchungen zeigten, daß der Spannungszusammenbruch im homogenen Feld bei Schlagweiten von einigen Millimetern und mäßigen Überspannungen in Zeiten von der Größenordnung von 10^{-9} bis 10^{-8} Sek. erfolgt. Innerhalb dieser kurzen Zeit entwickeln sich Ströme von der Größenordnung 10 Amp., was auf außerordentlich schnelle Ionisation des Gasraumes hinweist.

In der Literatur findet man Erklärungsversuche für diese Erscheinung. Außer der Ionisation durch Stoß werden bei diesen Erklärungsversuchen Umbildung des elektrischen Feldes durch Raumladungen, lichtelektrische Auslösung von Elektronen aus der Kathode, thermische Ionisation usw. angenommen. Die experimentellen Grundlagen scheinen jedoch für derartige Erklärungen noch in vieler Hinsicht unzureichend zu sein. Die optische Untersuchungsmethode erschien mir geeignet, um auf diesem Gebiet weiter vorzudringen.

bilde
Ihm
gelös
halte
schw
ist e
Zünd
neues
schei
schw
näm
zeit
schlä
nötig
lich

Ausb
mach
stimm
bilde
besti
unter
streck
Die
bei d

meth
quell
einst
schei
fangs
nicht
zusel

mir
Zünd
lichk
Steuer

Die erste optische Untersuchung des Funkendurchschlages bildet die Arbeit von Feddersen aus dem Jahre 1860 (13). Ihm ist es gelungen, mittels hohlen Drehspiegels zeitlich aufgelöste Lichtbilder der elektrischen „Flaschentladung“ zu erhalten. Diese Aufnahmen zeigen in eindrucksvoller Weise die schwingende Natur der Entladung. Die zeitliche Auflösung ist etwa 10^{-6} Sek. und reicht daher nicht aus zur Analyse des Zündvorganges. Obwohl die Drehzahl von Drehspiegeln in neuester Zeit bis zu 4000 Umdr./sec gesteigert worden ist, scheint diese Methode für die Aufzeichnung der ersten lichtschwachen Stadien der Entladung ungeeignet zu sein. Es kann nämlich infolge der ungleichmäßigen Dauer der Verzögerungszeit kein vollkommener Synchronismus zwischen den Durchschlägen und der Drehbewegung erzeugt werden, was für die nötige Überlagerung mehrerer Bilder derselben Art erforderlich wäre.

Torok (18), ferner Rogowski und Tamm (19) haben Ausbildungsstadien der Funkentladung dadurch sichtbar gemacht, daß sie den Durchschlagvorgang selbst nach einer bestimmten Zeit abgebrochen haben. Die Zeitdauer ihrer Teilbilder ist, von dem Beginn der Entladung an gerechnet, unbestimmt, da mittels der elektrischen Anordnung nur der Zeitunterschied zwischen Anlegen der Spannung an die Funkenstrecke und dem Abbrechen des Vorganges festgelegt wird. Die ungleiche Länge der Verzögerungszeiten verhindert auch bei dieser Methode die Überlagerung gleichartiger Teilbilder.

Zinszer (21) entwirft mittels der Machschen Schlierenmethode Schattenbilder von den Ausbildungsstadien. Als Lichtquelle dient ein zweiter Funke, dessen Aufblitzen mit einem einstellbaren Zeitunterschied gegenüber der untersuchten Erscheinung erfolgt. Auf die spektrale Natur des von den Anfangsstadien emittierten Lichtes kann aus den Schattenbildern nicht geschlossen werden, was als Mangel dieser Methode anzusehen ist.

Die Verwendung des elektrooptischen Kerreffektes schien mir als die aussichtsreichste Methode, die ersten Stadien des Zündvorganges zu untersuchen. Dieser Effekt bietet die Möglichkeit, die Spannung des untersuchten Funkens selbst zur Steuerung eines optischen Verschlusses zu verwenden. Ein

solcher Verschuß kann bei zweckmäßiger Anordnung nur für ein bestimmtes Zeitintervall lichtdurchlässig gemacht werden. Diese Öffnungsperiode hat bei fester Einstellung eine zeitlich unveränderte Lage zur untersuchten Erscheinung, wodurch eine Überlagerung mehrerer lichtschwachen Eindrücke derselben Art ermöglicht wird.

Abraham und Lemoine (2) haben nachgewiesen, daß der Kerreffekt für derartige Untersuchungen genügende Trägheitslosigkeit besitzt. Ihre Versuchsanordnung war mit der im folgenden Beschriebenen fast identisch. Durch neuere Arbeiten wird die Trägheitslosigkeit des Kerreffektes bis zu 10^{-10} Sek. sichergestellt.

Es werden in der Literaturzusammenstellung die wichtigsten Arbeiten über die Verwendung des Kerreffektes zwecks Studium schnell veränderlicher Leuchterscheinungen angegeben. Es darf nicht unerwähnt bleiben, daß Verf. nach Beginn der folgenden Untersuchungen (April 1928) ähnliche Versuche in der Literatur (6, 7) vorgefunden hat. Es wurde aber nicht Abstand genommen, den eingeschlagenen Weg weiter zu verfolgen, da jene Versuche nicht auf das Ziel dieser Arbeit gerichtet waren.

2. Versuchsprinzip

Eine Apparatur, die eine Reihe von zeitlich aufeinander folgenden Ausbildungsstadien der Funkenentladung zu photographieren gestatten soll, muß folgenden Anforderungen genügen:

a) Der Lichtweg vom untersuchten Objekt zur photographischen Einrichtung muß im Ruhezustande vollkommen gesperrt sein. „Falsches Licht“, von den späteren, helleren Stadien der Entladung herrührend, darf das lichtschwache Teilbild nicht überdecken.

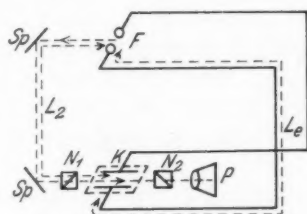
b) Bei der für kurze Zeit hervorgerufenen Öffnung des Verschlusses muß eine möglichst große Lichtintensität in allen zu untersuchenden Spektralbereichen hindurchgelangen können. Auch die Möglichkeit der Überlagerung mehrerer Bilder derselben Art muß vorhanden sein.

c) Der Beginn der Schließbewegung muß eindeutig mit einem charakteristischen Zeitpunkt der Entladung verknüpft werden können.

d) Meßbare zeitliche Verschiebung der Öffnungsperiode gegenüber dem Leuchtvorgang muß möglich sein.

e) Der Übergang vom Öffnungszustand in den Ruhezustand muß möglichst schnell erfolgen.

Fig. 1 zeigt schematisch die gewählte Anordnung. Den Mittelpunkt bildet der elektrooptische Verschuß, bestehend aus zwei zueinander gekreuzten Nicols N_1 und N_2 mit zwischenliegender Kerrzelle K . Das Licht des Funkens F durchläuft den Weg L_1 und gelangt nach der Laufzeit L_1/c zum Verschuß. Die elektrische Steuerung des Verschlusses bewirkt



Schema zur Erläuterung des Versuchsprinzipes

Fig. 1

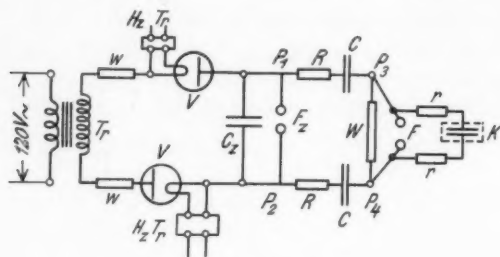
die vom Funken F nach einer Laufzeit L_1/c ankommende Spannungswelle. An F wird die Spannung stoßartig angelegt. Dem zeitlichen Spannungsverlauf an F entsprechend, öffnet der Verschuß kurzzeitig. Durch Variation des Laufzeitunterschiedes $(L_2 - L_1)/c$ wird die Forderung bei d) erfüllt. Das Problem der zeitlichen Analyse von Leuchterscheinungen mittels eines solchen Verschlusses bedarf noch näherer Erörterungen, die im theoretischem Teil gegeben werden.

3. Apparatur und Versuchstechnik

Die elektrische Anlage

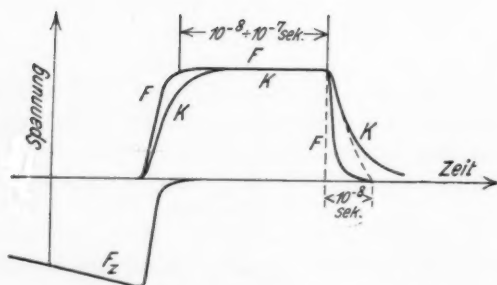
In Fig. 2 ist die zur Beanspruchung der Versuchsfunkens-
strecke F dienende elektrische Schaltung schematisch dargestellt. Zur Erläuterung der Wirkungsweise ist der zeitliche Verlauf der wichtigsten Spannungsgrößen in Fig. 3 qualitativ gezeichnet. Die Kurven: F_1 , F und K geben den zeitlichen Verlauf der Spannung an den entsprechend bezeichneten Schalt-

elementen wieder. Der elektrische Vorgang wiederholt sich nach Art der Kippschwingungen periodisch. Nach einer Ladezeit von etwa $\frac{1}{10}$ Sek. folgt eine plötzliche Entladung (Dauer etwa 10^{-7} Sek.) und das Spiel beginnt von neuem. Während der Ladezeit werden die Kondensatoren C_z und C mit der



Elektrische Schaltung

Fig. 2



Qualitativer Spannungsverlauf in der Meßanlage

Fig. 3

Funkenstelle F_z zusammen aufgeladen. Die Spannung an der Versuchsfunkerstrecke F und an der Kerrzelle K bleibt während dieser Zeit gleich Null. Der Entladevorgang setzt mit dem Zusammenbruch von F_z ein. Die Zeitdauer dieses Spannungszusammenbruches kann nach Rogowski zu 10^{-9} bis 10^{-8} Sek. geschätzt werden. Der Funke wird zunächst lediglich von C_z „gespeist“. Die Kondensatoren C entladen sich zu-

nächst über den Hochohmwiderstand W mit einer Zeitkonstante, die im Verhältnis zu den hier betrachteten Zeiträumen äußerst lang ist. Die Potentialdifferenz zwischen den Punkten P_1 und P_3 , ferner zwischen P_2 und P_4 ändert sich also nur unwesentlich. Gleichzeitig mit dem Verschwinden der Potentialdifferenz zwischen P_1 und P_2 überträgt sich die Summenspannung der beiden Kondensatoren C auf die Versuchsfunkenstrecke F zwischen den Punkten P_3 und P_4 . Die Beanspruchung von F hat nur die Dauer der Funkenverzögerung, die nach Angaben von Rogowski für homogene Felder in Luft von Atmosphärendruck etwa 10^{-8} bis 10^{-7} Sek. beträgt. Die Widerstände R sind in den Entladungskreis geschaltet, um die untersuchte Entladung aperiodisch zu gestalten. Die Spannung der Kerrzelle K folgt der Spannung an F mit einer gewissen Trägheit nach, die von den erforderlichen Dämpfungswiderständen r verursacht wird und auch von der Größe der Zellenkapazität abhängt.

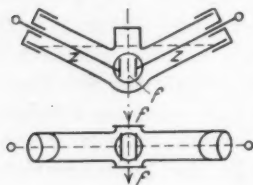
Die Stoßschaltung wurde mit Rücksicht auf die Kerrzelle gewählt. Diese darf nämlich nur äußerst kurzzeitig mit Hochspannung beansprucht werden, da bei längerer Belastung (schon bei etwa 10^{-3} Sek.) infolge der Stromwärme sich Schlieren in der Zellenflüssigkeit bilden und das ordnungsmäßige Arbeiten des Verschlusses verhindern.

Es seien noch die wichtigsten Daten der elektrischen Einrichtung genannt. Der Transformator Tr hatte eine Scheitelspannung von 40000 Volt sekundär. Die Glühkathodenventilröhren V wurden über Isoliertransformatoren aus dem Wechselstromnetz mit Heizstrom versehen. C_2 war eine Leydener-Flaschenbatterie von 180 cm Kapazität. Die Kondensatoren C wurden als Drehkondensatoren in Petroleum mit 150 cm Maximalkapazität ausgeführt. Der Wert von R war 1200 Ohm und von W $2 \cdot 10^6$ Ohm. Die Verbindungen bestanden aus Kupferrohr von 0,8 cm Außendurchmesser.

Der elektrooptische Verschluß und seine Einstellung

Nach Fig. 1 besteht der Verschluß in einfachster Form aus einer Kerrzelle zwischen gekreuzten Nicols. Die Richtung des elektrischen Feldes in der Zelle muß einen Winkel von je 45 Grad mit den Polarisationssebenen der beiden Nicols

bilden. Bei der Konstruktion der Kerrzelle mußte auf Durchschlag- und Überschlagfestigkeit, auf meßbar einstellbaren Plattenabstand, kleine Kapazität und auf Dichtigkeit geachtet werden. Die günstigsten Versuchsbedingungen erhält man, wenn die Zellenflüssigkeit fast bis zum Durchschlag beansprucht wird. Als Zellenflüssigkeit ist für das Spektralgebiet mit Wellenlängen, die größer als 4800 ÅE sind, Nitrobenzol infolge seiner verhältnismäßig hohen Kerrkonstante geeignet; durch Verwendung von Chlorbenzol oder Chloroform kann der Verschluß für Licht, dessen Wellenlänge größer als 3000 ÅE ist, durchlässig gemacht werden.



V-förmige Kerrzelle

Fig. 4

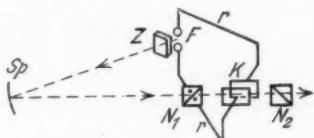
Fig. 4 zeigt eine Ausführungsform für Nitrobenzol. Ein V-förmiges Glasgefäß bildet zwei Hochspannungsdurchführungen. Die Kondensatorplatten sind mittels der Zuleitungen *z* in den aufgekitteten Messinghülsen verschiebbar. Der Lichtweg führt durch ange kittete Fenster aus spannungsfreiem Glas. Der Durchmesser von 2,5 cm dieser Fenster veranschaulicht die Größe des Apparates. Die zu verwendenden Fenster mußten sorgfältig in bezug auf Spannungsfreiheit geprüft werden. Innere Spannungen des Glases können nämlich ein ständiges Öffnen des Verschlusses bewirken. Das durchgelassene „falsche Licht“ überdeckt dann die zu untersuchende Erscheinung. Kitt aus Wasserglas und Speckstein erwies sich in mechanischer und chemischer Hinsicht als geeignet.

Gewöhnliche Nicolsche Prismen sind für vollkommene Verdunkelung größerer Gesichtsfelder ungeeignet. Die Glan-Thomsonsche Konstruktion, bei der die Grenzflächen senkrecht zum einfallenden Strahl liegen, genügt den höchsten Anforderungen. Es wurden ultraviolettdurchlässige Prismen mit Luftzwischenraum nach Foucault verwendet. Die Prismen hatten eine Kantenlänge von 1,8 cm. Sie waren in einer Fassung drehbar angebracht. Die genaue Ermittlung der gekreuzten Stellung erfolgte visuell, indem eine Bogenlampe durch den spannungsfreien Verschluß beobachtet wurde. Eine Fein-

einstellung an der Fassung diente zur Justierung auf minimale durchgelassene Lichtmenge. Eines der Prismen konnte um 90 Grad gedreht werden, wodurch der Lichtweg für die weiteren Einstellungen geöffnet wurde. Es muß beachtet werden, daß bei der Drehung des Nicols um 90 Grad eine Verrückung der Abbildung stattfinden kann. Z. B. kommt es vor, daß der Funke F (Fig. 1) durch den Verschluß auf den Spalt eines Spektrographen abgebildet wird. Es muß dann darauf geachtet werden, daß bei der elektrisch hervorgerufenen Öffnung des Verschlusses das durchgelassene Bild mit dem Spalt zusammenfällt.

Der Lichtumweg¹⁾

Fig. 5 zeigt die zweckmäßige Anordnung des Lichtumweges. Der Hohlspiegel Sp entwirft ein reelles Bild des Funkens F



Schema der Lichtverzögerung

Fig. 5

in die Mitte der Zelle K . L_e ist gleich dem Vierfachen der Brennweite des Hohlspiegels. Die Variation des Lichtweges kann durch Einschalten von Hohlspiegeln verschiedener Brennweite, oder eines Planspiegels in Verbindung mit einem Hohlspiegel erfolgen. Bei den spektralen Untersuchungen ist das Herumspringen des Funkens in Richtung senkrecht zum elektrischen Feld störend. Nur ein Teil der Entladungen wird innerhalb des Spaltes abgebildet. Eine dicht hinter dem Objekt eingeschaltete Zylinderlinse Z zieht das Bild der Entladungen quer zur Richtung der Funkenbahnen zusammen. Die verwendeten Hohlspiegel hatten einen Spiegelmetallüberzug.²⁾

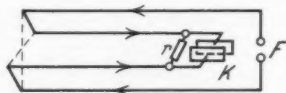
1) Für Vorversuche wurden mir von Hrn. Prof. Dr. Seegert und der Firma Halle Nachflg. in Steglitz optische Hilfsmittel in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

2) Die Verspiegelung verdanke ich Hrn. Dr. Hochheim von der I. G. Farbenindustrie Ludwigshafen. Die Überzüge hatten gegenüber Silber den Vorteil, daß die Reflexionsminima in der Gegend von 3100 ÅE fehlten.

Die Steuerung des Verschlusses

Nach Figg. 1 und 2 wird die Kerrzelle durch die Spannung des untersuchten Funkens F gesteuert. Sollte L_1 größer als L_2 gemacht werden, so kann die Zelle unmittelbar an F angeschlossen werden. Es müssen jedoch Dämpfungswiderstände r als Verbindungen dienen, die die hochfrequente Entladung des Kerrkondensators unterdrücken. Der Einfluß dieser Widerstände wird im theoretischen Teil näher erörtert werden. Es wurden Manganin-Drähte von 2,5 Ohm/cm Länge verwendet¹⁾, die bei 2 · 20 cm Länge den gewünschten aperiodischen Verlauf der Zellenentladung bewirkten.

Zur zeitlichen Verzögerung der Steuerspannung kann ein elektrischer Umweg in Form einer Doppelschleife nach Fig. 6



Schema der Steuerspannungsverzögerung

Fig. 6

verwendet werden. Die Ebenen der beiden Leitungshälften stehen senkrecht zueinander, wodurch ihre gegenseitige Beeinflussung vermieden wird. Der Widerstand r dient zur Vermeidung von Wanderwellenreflexionen.

Photographische Einrichtungen

Die Aufnahmen wurden teils mit gewöhnlicher Kamera, teils mit Spektrographen ausgeführt. Für das sichtbare Gebiet stand mir ein Zweiprismenspektrograph mit großer Dispersion zur Verfügung.²⁾ Ein Quarzspektrograph von Dr. Leiß³⁾ diente für Aufnahmen im U. V. Es wurden nur Platten höchster Empfindlichkeit verwendet. Es seien genannt: Herzog-Ortho-Isodux, Lumière-Opta und Tizian (Lainer und Hrdliczka, Wien). Durch Vorbelichtung konnte die Empfindlichkeit gesteigert werden.

1) Für Vorversuche wurden Widerstände von den Firmen Siemens und Halske A.-G. und Steatit-Magnesia-Werke in dankenswerter Weise gespendet.

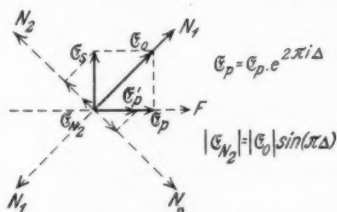
2) Von Hrn. Prof. Dr. Lehmann leihweise überlassen.

3) Eigentum der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft.

IV. Theoretische Betrachtungen zur Untersuchungsmethode mit experimentellen Beispielen

Die Spannungsabhängigkeit der Lichtdurchlässigkeit

Folgenden Betrachtungen sei der Verschuß in Fig. 1 zugrunde gelegt. Das zugehörige Richtungsschema in Fig. 7 ist senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung des Lichtes zu denken. Das elektrische Feld in der Kerrzelle ruft eine Phasenverschiebung der beiden Lichtkomponenten \mathcal{E}_p und \mathcal{E}_s parallel und



Richtungsschema des elektrooptischen Verschlusses

Fig. 7

senkrecht zum elektrischen Feld hervor. Die Größe dieser Phasenverschiebung beträgt in Wellenlängen des einfallenden Lichtes gemessen: $\Delta = B \cdot l \cdot \mathfrak{F}^2$. Hierin bedeutet:

B die Kerrkonstante, die von der Art und dem Zustand der doppelbrechenden Flüssigkeit, ferner von der Wellenlänge des Lichtes (Dispersion!) abhängig ist;

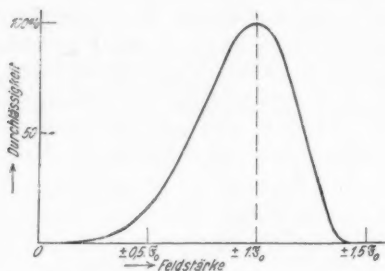
l die im homogenem elektrischen Feld von der Stärke \mathfrak{F} durchlaufene Strecke in Zentimetern.

Die in der Literatur angegebenen Zahlenwerte von B beziehen sich auf Feldstärken, die in elektrostatischen Einheiten gemessen sind. Hinter der Zelle resultiert aus den beiden phasenverschobenen Komponenten im allgemeinen elliptisch polarisiertes Licht. Die Durchlässigkeit, d. h. Verhältnis der durchgelassenen zu der einfallenden Intensität, wird somit:

$$D = \sin^2(\pi \cdot \Delta) = \sin^2(\pi \cdot B \cdot l \cdot \mathfrak{F}^2) = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{\mathfrak{F}^2}{\mathfrak{F}_0^2}\right).$$

In Fig. 8 ist die Kurve: Durchlässigkeit über Feldstärke gezeichnet. \mathfrak{F}_0 bedeutet diejenige Feldstärke, bei der die maximale Durchlässigkeit auftritt. Zwischen ihr und den Daten der Zelle besteht die Beziehung: $\mathfrak{F}_0^2 = 1/(2 \cdot B \cdot l)$. Nähere Angaben über

den Kerreffekt im allgemeinen befinden sich im XXI. Band des Handbuches für Physik (1). Die folgenden Betrachtungen sollen unter Annahme monochromatischen Lichtes durchgeführt werden.

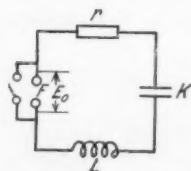


Durchlässigkeit des Verschlusses in Abhängigkeit von der Feldstärke

Fig. 8

Die Zeitabhängigkeit der Lichtdurchlässigkeit

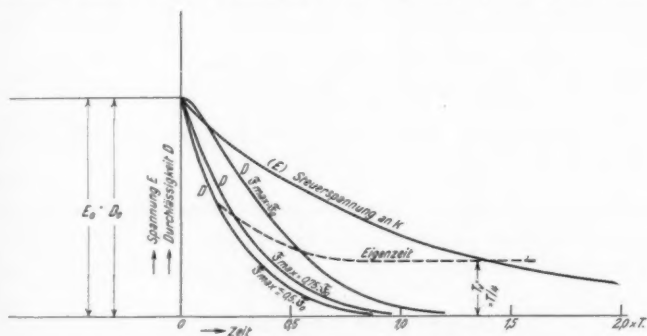
Nach Fig. 2 wird die Kerrzelle durch die Spannung K (Fig. 3) beansprucht. Für die folgende Betrachtung ist nur der Zeitraum von Wichtigkeit, der auf die Aufladung der Kerrzelle folgt, denn die zu untersuchenden Leuchterscheinungen setzen erst in dieser Periode ein. Wir setzen voraus, daß der Höchstwert E_0 der Spannung an K vor dem Einsetzen der Leuchterscheinung erreicht worden war. Für die Berechnung der Entladung von K legen wir das Schaltbild (Fig. 9) zugrunde. Der Zusammenbruch am Versuchsfunken F soll eine Zeitdauer haben, die kurz gegenüber der Zeitkonstante ($T = 2 \cdot r \cdot K$) des Entladungskreises ist (K bedeute die Kapazität des Kerrkondensators). Wenn wir zur weiteren Vereinfachung von der geringen Selbstinduktion des Kreises absehen, so ergibt sich für die Spannung an der Kerrzelle das Exponentialgesetz:



Ersatzschaltbild
für den
Verschlußstromkreis
Fig. 9

$$E = E_0 \cdot e^{-\frac{t}{2r \cdot K}} = E_0 \cdot e^{-\frac{t}{T}}.$$

Sind die Größen: B , l und d bekannt, so kann zu jedem Momentanwert der Zellenspannung der zugehörige Momentanwert der Lichtdurchlässigkeit aus Fig. 8 ermittelt werden. Zu jeder Spannungskurve wird in solcher Weise eine Durchlässigkeitskurve zugeordnet. In Fig. 10 ist der Zeitverlauf der Zellenspannung (Maximalwert E_0) eingetragen. Zu diesem Spannungsverlauf wurden mehrere Durchlässigkeitskurven gezeichnet, die verschiedenen Einstellungen der Zelle entsprechen. Als Parameter wurde das Verhältnis der tatsächlich auftretenden



Zeitlicher Verlauf von Spannung und Durchlässigkeit

Fig. 10

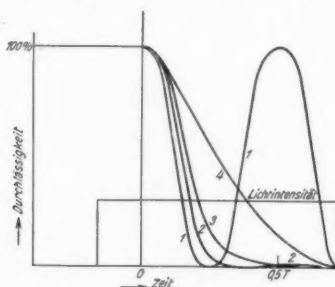
Maximalfeldstärke zu der Feldstärke \mathfrak{F}_0 gewählt. Es ist ersichtlich, daß die Durchlässigkeitskurve am steilsten abfällt, wenn dieser Parameter kleiner als 0,5 also die Höchsfeldstärke kleiner als $\mathfrak{F}_0/2$ gewählt wird. In diesem Falle ist die Durchlässigkeit mit guter Annäherung der vierten Potenz von \mathfrak{F} proportional und für die Durchlässigkeitskurve gilt auch ein Exponentialgesetz. Die Güte der Verschlüßwirkung hängt von der prozentuellen Änderung der Durchlässigkeit ab.

Wir bilden die logarithmische Ableitung der Durchlässigkeitskurve nach der Zeit. Der negative reziproke Wert dieser Größe ist gleich der Subtangente der Durchlässigkeitskurve. Je kürzer diese Subtangente, um so größer ist die Schärfe der Schließbewegung. In Fig. 10 ist die Länge der zur Kurve: $\mathfrak{F}_{\max} = \mathfrak{F}_0$ gehörigen Subtangente in Abhängigkeit von der Zeit gestrichelt eingetragen. Nach der Zeit von etwa $0,75 \cdot T$ ist

der Mindestwert vom Betrage $0,25 \cdot T$ praktisch erreicht. Wird $\mathfrak{F}_{\max} \leq \frac{\mathfrak{F}_0}{2}$ gewählt, so ist schon vom Beginn der Zellenentladung an dieser Mindestwert vorhanden, der als Eigenzeit T des Verschlusses bezeichnet werden soll.

Die hochfrequenten Schwingungen im Verschlußkreis

Bei kleinen Werten des Widerstandes r macht sich die immer vorhandene geringe Selbstinduktion, die im Ersatzschaltbild konzentriert gezeichnet ist (Fig. 9), störend bemerkbar.



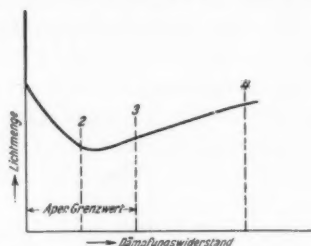
Dämpfung und Durchlässigkeitskurve

Fig. 11

K entlädt sich nicht aperiodisch und es folgen nach dem ersten Schließen weitere Öffnungsperioden. In Fig. 11 sind Durchlässigkeitskurven für einige Werte von r gezeichnet. T bedeutet die Eigenschwingungsdauer des Verschlußkreises. Die beste Verschlußwirkung wird in der Nähe des aperiodischen Grenzzustandes erhalten.

Der Einfluß der Variation des Dämpfungswiderstandes soll zunächst an einem theoretischen Beispiel erläutert werden. Die einfallende Lichtintensität sei nach Fig. 11 angenommen. Die durchgelassene Lichtmenge errechnet sich als das zeitliche Integral des Produktes aus dem Momentanwerten von einfallender Intensität und Durchlässigkeit. In Fig. 12 ist die durchgelassene Lichtmenge als Funktion des Dämpfungswiderstandes aufgetragen. Das Minimum der durchgelassenen Lichtmenge liegt bei etwa 80 Proz. des aperiodischen Grenzwiderstandes. In dem Falle, daß die einfallende Intensität mit der

Zeit stark anwächst, ist zur Vermeidung von „falschem Licht“ der aperiodische Grenzzustand einzustellen. Fig. 13 zeigt ein experimentelles Beispiel. *a*, *b*, *c* und *d* sind Aufnahmen der Funkenzündung durch den Verschuß. Die Einstellung der



Einfluß der Dämpfung auf die durchgelassene Lichtmenge

Fig. 12

Apparatur unterscheidet sich bei diesen Aufnahmen nur in der Größe der Widerstände r . Diese bestanden aus Manganindrähten verschiedener Länge. 1 cm des Drahtes hatte den



Einfluß der Variation der Dämpfung auf das Teilbild

Fig. 13

Gleichstromwiderstand von 2,5 Ohm. Die eingeschalteten Längen waren:

Aufnahme:	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>	<i>d</i> .
Länge in Zentimetern:	0	20	40	100

Man erkennt den großen Einfluß der Dämpfung. Die Einstellung bei *c* ist die beste.

Grundsätzliches über die zeitliche Analyse
von Leuchterscheinungen auf Grund von Teilbildern
mit zeitlicher Unschärfe

Unter Teilbild soll im folgenden die gesamte Lichtmenge verstanden werden, die bei einer bestimmten Einstellung den Verschuß durchsetzt. Bei einem idealen Verschuß mit der Eigenzeit Null würde ein Teilbild nur Leuchterscheinungen enthalten, die vor einem bestimmten Zeitpunkt emittiert worden sind. Teilbildern aber, die durch einen Verschuß mit endlicher Eigenzeit erhalten worden sind, haftet eine zeitliche „Unschärfe“ an. Es werden noch Leuchterscheinungen mit verminderter Intensität nach dem Beginn der Schließbewegung durchgelassen. Es soll an charakteristischen Beispielen gezeigt werden, in welcher Weise eine Reihe von solchen Teilbildern in den zeitlichen Verlauf des untersuchten Vorganges Einblick gewährt.

Folgenden Betrachtungen sei die aperiodische Schließkurve aus Fig. 10 mit der Eigenzeit T_v zugrunde gelegt. Die angenommene Leuchterscheinung möge zur Zeit t_0 (vom Beginn des Spannungszusammenbruches an der Steuerfunkenstrecke gerechnet) mit der Intensität I_0 einsetzen. Für den weiteren Verlauf der Intensität sei folgende Formel angenommen:

$$I = I_0 \cdot e^{\kappa \frac{t - t_0}{T_v}}.$$

Diese Formel stellt für $\kappa > 0$; $\kappa = 0$; $\kappa < 0$ drei charakteristische Fälle von Leuchterscheinungen dar. Es soll nun untersucht werden, wie aus einer Reihe von Teilbildern der Zeitpunkt t_0 entnommen werden kann. Zu diesem Zwecke soll der Einfluß der Variation der Eigenzeit T_v (experimentell durch Vergrößerung von r verwirklicht) und des Laufzeitunterschiedes $(L_e - L_c)/c$ auf die durchgelassene Lichtmenge behandelt werden.

1. Variation der Eigenzeit

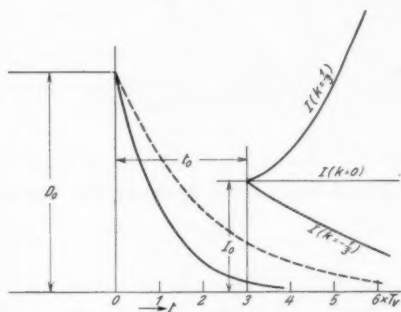
Fig. 14 veranschaulicht die gegenseitige Lage der Durchlässigkeits- und Intensitätskurven. Die variierte Eigenzeit sei mit $\lambda \cdot T_v$ bezeichnet. Für die durchgelassene Lichtmenge ergibt sich unter der Voraussetzung $t_0 > 0$ der Ansatz:

$$L(t_0; \lambda) = \int_{t_0}^{\infty} I_0 \cdot e^{\kappa \frac{t - t_0}{T_v}} \cdot D_0 \cdot e^{-\frac{t}{\lambda \cdot T_v}} \cdot dt.$$

Die Auswertung ergibt:

$$L(t_0; \lambda) = I_0 \cdot D_0 \cdot T_v \cdot \frac{\lambda}{1 - \kappa \cdot \lambda} \cdot e^{-\frac{t_0}{\lambda \cdot T_v}}.$$

Es sollen nun zwei Teilbilder (mit der Einstellung: beliebiges λ bzw. $\lambda = 1$ gewonnen) verglichen werden. Der Logarithmus



Schematische Zeichnung zu den Betrachtungen über zeitliche Analyse

Fig. 14

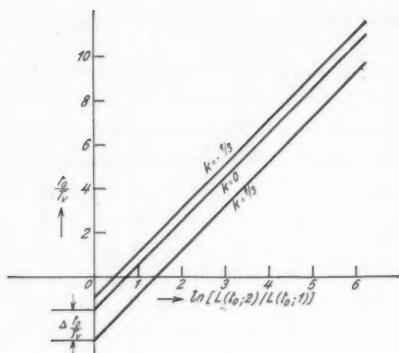
des Verhältnisses der durchgelassenen Lichtmengen ergibt sich zu:

$$\ln \left[\frac{L(t_0; \lambda)}{L(t_0; 1)} \right] = \left(1 - \frac{1}{\lambda} \right) \cdot \frac{t_0}{T_v} + \ln \left(\frac{1 - \kappa}{\frac{1}{\lambda} + \kappa} \right)$$

und daraus t_0 als Vielfaches von T_v :

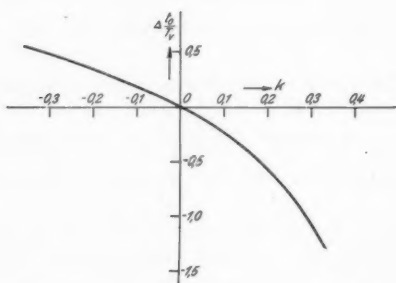
$$\frac{t_0}{T_v} = \frac{\lambda}{\lambda - 1} \cdot \ln \frac{L(t_0; \lambda)}{L(t_0; 1)} - \frac{\lambda}{\lambda - 1} \cdot \ln \left(\frac{1 - \kappa}{\frac{1}{\lambda} + \kappa} \right).$$

Dieser Ausdruck enthält einen Teil, der lediglich durch λ bestimmt wird, und einen zweiten, der auch von κ abhängig ist. In Fig. 15 ist t_0/T_v als Funktion des obigen Logarithmus für den Fall: $\lambda = 2$ gezeichnet. Wie aus diesem Diagramm zu ersehen ist, kann aus der durch Auswertung der Messungen erhaltenen Größe: $(L(t_0; \lambda)/L(t_0; 1))$ der Wert von t_0/T_v mit einer Ungenauigkeit $\Delta(t_0/T_v)$ bestimmt werden. Fig. 16 zeigt die Abhängigkeit dieser Größe von κ für den Fall $\lambda = 2$. Man



Zeitliche Analyse durch Änderung der Eigenzeit

Fig. 15



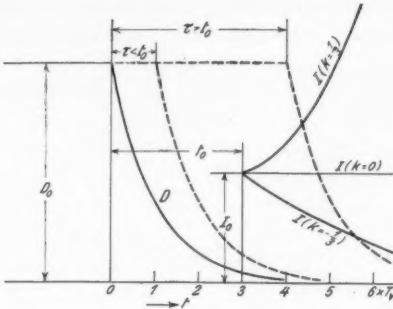
Zeitliche Analyse durch Änderung der Eigenzeit

Fig. 16

erkennt daraus, daß trotz der Unbestimmtheit von α zwischen $-\frac{1}{3}$ und $+\frac{1}{3}$, t_0 mit der Genauigkeit von $\pm 0,8 \cdot T_e$ bestimmt werden kann.

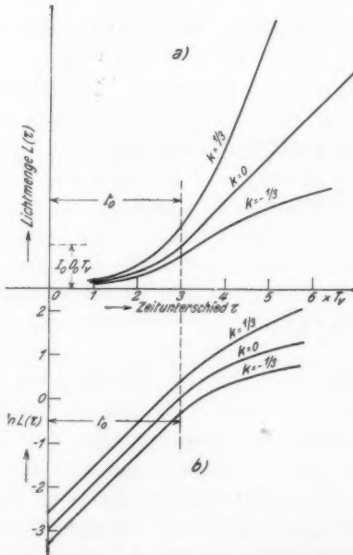
2. Variation des Laufzeitunterschiedes

Fig. 17 zeigt für diesen Fall die gegenseitige Lage von Durchlässigkeits- und Intensitätskurve. Dem Laufzeitunterschied $(L_e - L_i)/c = \tau$ entspricht eine Verschiebung der Durchlässigkeitskurve in Richtung die Zeitachse. Wir berechnen die durchgelassene Lichtmenge als Funktion von τ . Es ergibt sich:



Schematische Zeichnung zu den Betrachtungen über zeitliche Analyse

Fig. 17



Zeitliche Analyse durch Änderung des Laufzeitunterschiedes

Fig. 18

$$L(t_0; \tau) = \int_{t_0}^{\infty} I_0 \cdot e^{\frac{\pi(t-t_0)}{T_v}} \cdot D_0 \cdot e^{-\frac{(t-\tau)}{T_v}} \cdot dt = I_0 \cdot D_0 \cdot T_v \cdot \frac{e^{\frac{\tau-t_0}{T_v}}}{1-\pi}$$

für $\tau < t_0$ und:

$$\begin{aligned} L(t_0; \tau) &= \int_0^{\tau} I_0 e^{\frac{\pi(t-t_0)}{T_v}} \cdot D_0 \cdot dt + \int_{\tau}^{\infty} I_0 \cdot e^{\frac{\pi}{T_v}(t-t_0)} \cdot D_0 e^{-\frac{(t-\tau)}{T_v}} \cdot dt \\ &= I_0 \cdot D_0 \cdot T_v \left[\frac{1}{\pi(1-\pi)} \cdot e^{\frac{\pi}{T_v}(\tau-t_0)} - \frac{1}{\pi} \right] \end{aligned}$$

für $\tau > t_0$.

In Fig. 18a sind die berechneten Kurven dargestellt. Werden dieselben Kurven logarithmisch aufgetragen (18b) so zeigt sich eine Abweichung von dem geradlinigen Verlauf gerade zur Zeit t_0 .

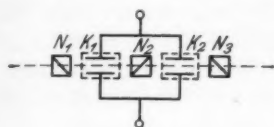
Praktisch erreichbare Größenordnung der Eigenzeit des Einzellenverschlusses. Schaltungen zur Verminderung der zeitlichen Unschärfe

Folgende Überlegung soll zeigen, daß die praktisch erreichbare Eigenzeit des Einzellenverschlusses (Fig. 1) begrenzt ist. Die Eigenzeit ist nach den vereinfachenden Annahmen, die wir oben gemacht haben, nur vom Produkt aus Zellenkapazität K und Dämpfungswiderstand $2r$ abhängig. Es muß aber berücksichtigt werden, daß der Widerstand des Funkens F auch eine Rolle spielen wird, sobald die durch die elektrischen Größen gegebene Zeitkonstante $2r \cdot K$ die Größenordnung der Zeitdauer des Spannungszusammenbruches erreicht hat. Selbst an einer Zelle von unendlich kleiner Kapazität wird der Spannungszusammenbruch dieselbe Zeit beanspruchen wie an dem Steuerfunken F . Diese Zeit hat nach den in der Einleitung angeführten Messungen die Größenordnung von 10^{-9} Sek. Die Eigenzeit hat also bei 10^{-10} Sek die praktisch erreichbare Grenze.

Durch besondere Schaltungen *mehrerer* Zellen kann die Eigenzeit vermindert werden. Fig. 19 zeigt eine solche Schaltung, bei der zwei aufeinanderfolgende Verschlüsse durch dieselbe Steuerspannung synchron betätigt werden. Die resultierende Durchlässigkeit der Anordnung ist das Quadrat der Durchlässigkeit des einzelnen Verschlusses. Die Eigenzeit wird somit

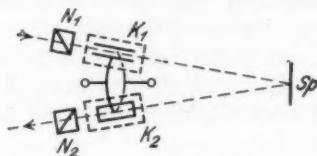
auf die Hälfte vermindert. Theoretisch könnte die Eigenzeit durch Hinzufügen weiterer Systeme noch stärker vermindert werden.

Der Nachteil aller erwähnten Verschlüsse ist, daß der Schließvorgang nur asymptotisch erfolgt. Bei nachfolgender



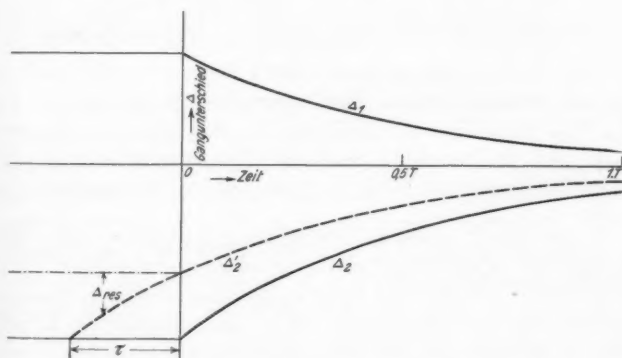
Optische Reihenschaltung
zweier synchroner Verschlüsse

Fig. 19



Verschluss mit 2 Kerrzellen
in Gegenschaltung

Fig. 20



Wirkungsweise der Gegenschaltung

Fig. 21

Schaltung ist dieser Mangel behoben (Fig. 20). Die elektrischen Felder der beiden Zellen K_1 und K_2 stehen senkrecht zueinander. In ihnen finden daher Phasenverschiebungen Δ_1 und Δ_2 von verschiedenem Vorzeichen statt. Man kann eine derartige Anordnung als Gegenschaltung bezeichnen. Die elektrische Steuerung der beiden Zellen erfolgt synchron. Das Licht hat zwischen den beiden Zellen den Weg $r \cdot c$ zurückzulegen. In Fig. 21 ist die Wirkungsweise dieser Anordnung

erläutert. Δ_1 und Δ_2 sind die in K_1 bzw. K_2 erzeugten Gangunterschiede in Abhängigkeit von der Zeit. Da sich die Zelle K_2 um die Laufzeit später auf das Licht auswirkt als die Zelle K_1 , so muß die Kurve um den Betrag τ entgegen der Richtung der Zeitachse verschoben werden. Der resultierende Gangunterschied ist dann gleich dem Unterschied zwischen der Δ_1 -Kurve und der verschobenen Δ_2 '-Kurve. Es kann durch richtige Bemessung der Zellen erreicht werden, daß für die Zeiten $t > 0$ die Kurve Δ_1 zu der Kurve Δ_2 spiegelbildlich wird. Die resultierende Phasenverschiebung ist in diesem Falle von der Zeit 0 an gleich Null und der Verschluß schließt vollständig.

Gegenschaltung zweier Kerrzellen wurde bereits von I. W. Beams (6) verwendet, wie aber Überlegungen von Beams und Lawrence (8), ferner vom Verfasser (9) zeigen, erwies sich bei jener Anordnung der Schließvorgang asymptotisch.

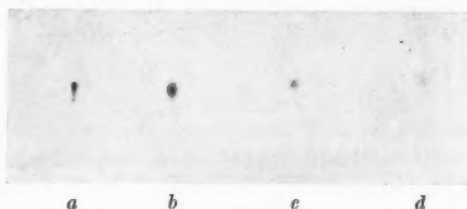
Bestimmung der Zeitkonstante der Zellentladung

Aus den vorangegangenen Betrachtungen ergibt sich ein Weg zur experimentellen Bestimmung der Zeitkonstante. Aus Fig. 18 ist ersichtlich, daß die Verspätung des Lichtes im exponentiellen Teil der Verschlußkurve eine allgemeine Schwächung des Teilbildes verursacht. Die Größe dieser Intensitätsschwächung ist:

$e^{-\frac{4\tau}{T}}$, wenn mit τ die Lichtverspätung bezeichnet wird. Die Messung der Intensitätsschwächung auf photographischem Wege ist allerdings mit gewissen Schwierigkeiten verbunden. Es kann nämlich aus der Schwärzung einer photographischen Schicht nicht unmittelbar auf die aufgefallene Lichtmenge geschlossen werden. Zunächst ist die Schwärzung nach Schwarzschild nicht von der Lichtmenge: Intensität \times Zeit = $I \cdot t$, sondern von der Größe $I \cdot t^p$ abhängig. Der Exponent p ist auch mit dem Meßbereich variabel und nimmt Werte zwischen 0,85 und 1,85 an. Da meßbare Schwärzungen nur durch Überlagerung vieler Eindrücke derselben Art erhalten werden können, so ist auch der Intermittenzeffekt zu berücksichtigen. Hierunter versteht man den Einfluß der Unterteilung der Belichtungszeit durch Pausen auf die Schwärzung. Die Größenordnung der Belichtungszeiten ist bei den folgenden Versuchen etwa 10^{-9} bis 10^{-7} Sek., während die Pausen etwa $\frac{1}{100}$ bis $\frac{1}{10}$ Sek.

betragen. Da unter solchen Versuchsbedingungen der Wert von p noch nicht untersucht war, mußte zunächst als erste Annäherung der Wert $p = 1$ angenommen werden. Unter dieser Voraussetzung haftet dem folgenden Zahlenbeispiel eine große Ungenauigkeit an. Nach der Bestimmung der Eigenzeit nach einer anderen, subjektiven Methode wird der Fehler durch richtige Wahl des Wertes von p behoben werden können.

Fig. 22 zeigt ein Beispiel. Es wurde das Anfangsstadium eines Funkens photographiert. Bei a) war der Lichtweg 276 cm, bei b), c) und d) 226 cm. Die Zahl der Überlagerungen war



Zur photographischen Bestimmung der Eigenzeit

Fig. 22

bei a) 60000, bei jedem folgenden Bild nur die Hälfte des vorangehenden. Bei a) und b) ergibt sich angenähert dieselbe Schwärzung. Die Vergrößerung des Lichtweges um 50 cm bewirkt also die Verminderung der durchgelassenen Intensität auf die Hälfte. T berechnet sich also zu:

$$T = \frac{4 \cdot 50}{3 \cdot 10^{10} \cdot \ln 2} = 9,7 \cdot 10^{-9} \text{ sec} \left[\frac{1}{2} = e^{-\frac{3 \cdot 10^{10}}{4 \cdot 50}} \right]$$

und die Eigenzeit zu: $T_v = \frac{T}{4} = 2,5 \cdot 10^{-9}$ Sek. Der wirksame Dämpfungswiderstand der verwendeten Drähte von 40 cm Gesamtlänge kann nur aus der gemessenen Zellenkapazität $K = 2,5 \cdot 10^{-11} F$ und aus T berechnet werden:

$$2r = \frac{T}{K} = \frac{9,7 \cdot 10^{-9}}{2,5 \cdot 10^{-11}} = 390 \text{ Ohm.}$$

Es ist zu bemerken, daß der Gleichstromwiderstand nur 100 Ohm betragen hat.

Während die Bestimmung der Zeitkonstante des Einzellenschlusses den Vergleich von Lichtmengen erfordert, kann bei der in Fig. 20 angegebenen Gegenschaltung diese Bestimmung nach einer Nullmethode durchgeführt werden. Nach Fig. 21 ist der Verschluß von der Zeit $t = 0$ an vollkommen verschlossen, sobald die in den beiden Zellen entstehenden Gangunterschiede ihrem absoluten Werte nacheinander gleichgemacht werden. In diesem Fall gilt die Beziehung:

$$A_1 = B_1 \frac{E^2}{d_1^2} \cdot l_1 = B_2 \cdot \frac{E^2 \cdot e^{-\frac{2r}{T}}}{d_2^2} \cdot l_2 = A_2'.$$

Bei dem folgenden experimentellen Beispiel war $l_1 = l_2$ und $E_1 = B_2$, wodurch sich die obige Beziehung zu:

$$\frac{d_2}{d_1} = e^{-\frac{r}{T}}$$

vereinfacht. Die beiden Plattenpaare waren mit einer Zwischenleitung von 10 cm Länge verbunden, an deren Mitte die Steuerungspannung angelegt wurde. Beobachtet wurde das Licht des Steuerfunken. Dieses Licht wurde nach Fig. 5 in den Verschluß geleitet und hatte nach Fig. 20 zwischen den beiden Zellen K_1 und K_2 den Weg von 180 cm zu durchlaufen. Für den Beobachter hinter N_2 müßte der Lichteindruck verschwinden, sobald durch Veränderung des einen der Plattenabstände die obige Beziehung erfüllt wird. Bei den durchgeführten Messungen konnte zwar das durchgelassene Licht nicht vollständig zu Null gemacht werden, ein ausgeprägtes Minimum zeigte sich jedoch bei folgenden Versuchsdaten:

Länge der Dämpfungsdrähte in Zentimeter	70	48	40
Plattenabstand d_2 in Zentimeter	0,4	0,4	0,4
Plattenabstand d_1 in Zentimeter	$\left. \begin{matrix} 0,65 \\ 0,60 \\ 0,62 \end{matrix} \right\} \text{M. } 0,62$	$\left. \begin{matrix} 0,75 \\ 0,75 \\ 0,65 \end{matrix} \right\} \text{M. } 0,73$	$\left. \begin{matrix} 0,85 \\ 0,90 \\ 0,85 \end{matrix} \right\} \text{M. } 0,86$
Berechnete Zeitkonstante T in Sekunden	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$	$0,79 \cdot 10^{-8}$
Berechnete Eigenzeit T_e in Sekunden	$1,5 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{-9}$	$2,0 \cdot 10^{-9}$
Wirksamer Widerstand in Ohm	400	285	225
Widerstandserhöhung . . .	2,3	2,2	2,2

Die in der Tabelle angegebene Wert des wirksamen Dämpfungswiderstandes wurde aus der gemessenen Kapazität des Verschlusses berechnet. Dieser ergab sich im Mittel zu: $K = 3,5 \cdot 10^{-11} F$.

Die Bestimmung des wirksamen Widerstandes nach dieser zweiten Methode kann als zuverlässig angesehen werden. Der für einen Draht von 100 Ohm Gleichstromwiderstand gewonnene Wert kann jetzt zur Bestimmung des Wertes von p bei der photographischen Methode benutzt werden. Die Zeitkonstante der Zellentladung wird zunächst auf:

$$T = 2r \cdot K = 225 \cdot 2,5 \cdot 10^{-11} \text{ sec}$$

berichtigt. Die Intensitätsverminderung durch Vergrößern des Lichtumweges um 50 cm wird somit:

$$\frac{I_2}{I_1} = e^{-\frac{4\pi}{T}} = e^{-\frac{4 \cdot 50}{3 \cdot 10^{10} \cdot 225 \cdot 2,5 \cdot 10^{-11}}} = \frac{1}{3,25}.$$

Es ist dann nach dem Schwarzschild'schen Gesetz:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{1}{3,25} = \left(\frac{t_1}{t_2}\right)^p = \left(\frac{1}{2}\right)^p,$$

woraus $p = 1,7$ folgt. Dieser Wert stimmt gut überein mit neueren Messungen anderer Autoren.¹⁾

V. Optische Untersuchung der Funkenzündung

Die Versuchsergebnisse

Nach den vorangegangenen theoretischen Betrachtungen ist mit dem Einzellenverschluß die zeitliche Analyse von Leuchterscheinungen bis etwa in die Größenordnung von 10^{-9} Sek. durchführbar. Folgende charakteristische Aufnahmen der Funkenzündung sollen neue Beträge zur Kenntnis dieser Erscheinung liefern und zugleich die Leistungsfähigkeit der Apparatur zeigen.

Der untersuchte Funken wurde in Luft von Atmosphärendruck erzeugt. Durch zweckmäßige Randausbildung der Elektroden konnte ein im hohen Maße homogenes Feld erhalten werden. In Fig. 13 ist zu sehen, daß infolge dieser Homogenität die Funken parallel laufen und ihre Fußpunkte ein größeres Gebiet der Elektrodenfläche gleichmäßig bedecken.

Die folgende Tabelle enthält die wichtigsten Versuchsdaten. Es bedeuten darin: s_{F_2} und s_F die Schlagweite von F_2

1) H. Arens u. V. Eggert, Ztschr. f. phys. Chem. 131. S. 297. 1927.

bzw. F ; d den Plattenabstand der Kerrzelle; L_i die Länge des Lichtumweges; L_e die Länge der Leitung zwischen F und K ; $2r$ die Länge der Dämpfungsdrähte von 2,5 Ohm/cm Widerstand. Die Aufnahmen wurden durch eine Nitrobenzolzelle nach Fig. 4 gemacht.¹⁾ Die Plattenlänge war 2,3 cm, die Plattenhöhe 2,0 cm. Der Buchstabe v bedeutet Vergleichsaufnahme ohne Verschuß. Die Polarität ist bei jeder Aufnahme angegeben.

Tabelle der wichtigsten Versuchsdaten

Figur Nr.	s_F cm	s_P cm	d cm	L_i cm	L_e cm	$2r$ cm	Dauer d. Aufnahme	Zahl d. Überl.
13 a	1,05	0,4	0,6	220	20	0	5 Min.	4000
b	1,05	0,4	0,6	220	20	20	5 "	4000
c	1,05	0,4	0,6	220	20	40	5 "	4000
d	1,05	0,4	0,6	220	20	100	5 "	4000
22 a	1,0	0,5	1,0	276	20	40	60 Min.	60 000
b	1,0	0,5	1,0	226	20	40	30 "	30 000
c	1,0	0,5	1,0	226	20	40	15 "	15 000
d	1,0	0,5	1,0	226	20	40	10 "	10 000
23 a	1,0	0,4	0,5	400	20	40	120 Min.	75 000
b	1,0	0,4	v				0,6 "	350
24 a	1,0	0,5	v				0,5 Min	300
b	1,0	0,5	0,6	328	20	40	17 "	10 000
c	1,0	0,5	0,6	202	20	40	17 "	10 000
d	1,0	0,5	0,9	264	20	40	17 "	10 000
e	1,0	0,5	0,6	220	20	40	17 "	10 000
26 a	0,75	0,4	0,6	220	20	40	5 Min.	6 000
b	0,90	0,4	0,6	220	20	40	5 "	5 000
c	1,05	0,4	0,6	220	20	40	5 "	4 000
27	1,0	0,5	0,6	220	20	40	8 Std.	300 000
28	1,0	0,5	0,6	220	20	40	4 "	150 000
29	1,0	0,5	0,6	220	20	40	4 "	150 000
30	1,0	0,5	0,6	220	20	40	4 "	150 000
31	1,0	0,5	0,6	220	20	40	4 "	150 000
32	1,0	0,5	0,6	220	20	40	4 "	150 000
33	1,0	0,5	0,6	220	20	40	4 "	150 000
34	1,8	0,7	0,3	210		100 Ohm	25 Std.	270 000

1) Die Spektralaufnahme in Fig. 24 wurde durch eine Chloroformzelle ausgeführt, wodurch mehrere Bandenköpfe im violetten Teil des Spektrums in Erscheinung traten. Auf Grund dieser Aufnahme konnte das Spektrum ausgemessen werden.

Die 1



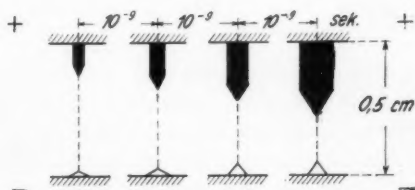
Erstes Stadium (Vorentladung)

Fig. 23



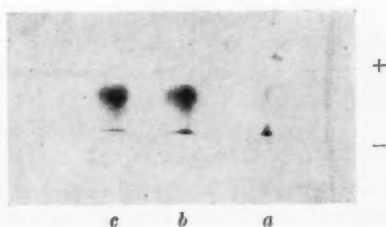
Die Entwicklung des Funkens von milliardstel zu milliardstel Sekunde

Fig. 24



Umzeichnung von Fig. 24

Fig. 25



Einfluß der Überspannung auf die Ausbildungsgeschwindigkeit

Fig. 26



Spektrum des ersten Stadiums
Fig. 27



Spektrum während der Zündung
Aluminiumelektroden
Fig. 28



Dasselbe bei Kupferelektroden
Fig. 29



Dasselbe bei Eiselektroden
Fig. 30



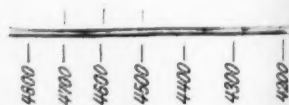
Dasselbe bei Messingelektroden
Fig. 31



Dasselbe bei Kohleelektroden
Fig. 32



Dasselbe bei Platinelektroden
Fig. 33



Spektrum während der Zündung
im nicht homogenen Feld
mit großer Dispersion aufgenommen
Fig. 34

Optis

bildu
Ausm
schlu
Bilde
ergib
legun
mene
frühe
In K
durch
Maßs
unter
nur
der
veran
eines
Höhe
gesch
Höhe
keit

Natu
des
der
erwe
(Fig.
schen
meta
spek
Spek
mitt
Unte
ausg
bleib
mitt
den
in F

In allen Aufnahmen ist eine Abweichung zwischen Ausbildungsstadium und beendetem Vorgang zu erkennen. Eine Ausnahme bildet Fig. 23a) bei der die Wirkung des Verschlusses scheinbar nur in einer allgemeinen Schwächung des Bildes besteht; b) wurde nämlich 215 mal kürzer belichtet und ergibt etwa dieselbe Schwärzung wie a). Durch spektrale Zerlegung der beiden Bilder (Fig. 27) konnte jedoch ihre vollkommene Verschiedenheit nachgewiesen werden. Fig. 23 stellt das früheste Stadium dar. (Laufzeitunterschied ist $1,3 \cdot 10^{-8}$ Sek.) In Fig. 24 sehen wir später beendete Teilbilder. Sie wurden durch schrittweises Verkürzen des Lichtweges erhalten. Der Maßstab verändert sich dadurch von Figur zu Figur. Der Zeitunterschied beträgt zwischen den Bildern 24b) c) d) und e) nur 10^{-9} Sek. Fig. 25 stellt eine schematische Umzeichnung der Figuren aus Fig. 24 dar und soll die Funkenentwicklung veranschaulichen. Man erkennt deutlich das Hervorwachsen eines hellen anodischen Teiles. Fig. 26 zeigt den Einfluß der Höhe der aufgedrückten Spannung auf die Entwicklungsgeschwindigkeit dieses anodischen Teiles. Mit zunehmender Höhe der Stoßspannung nimmt auch diese Geschwindigkeit zu.

Spektral zerlegte Teilfiguren geben Aufklärung über die Natur des emittierten Lichtes. Fig. 27 zeigt das Spektrum des ersten Stadiums, bestehenden aus verbreiterten Linien längs der ganzen Funkenbahn. Sie werden sich als Bandenköpfe erweisen. Das Spektrum des späteren Entwicklungsstadiums (Fig. 28—33) enthält ein Kontinuum, welches von den anodischen Teilen emittiert wird. Die Variation des Elektrodenmetalles hat nach diesen Bildern keinen Einfluß auf den spektralen Charakter des Lichtes. In Fig. 34 wurde das Spektrum einer Funkenzündung im nicht homogenen Feld mittels eines Zweiprismenspektrographen aufgenommen. Der Unterschied zwischen Anode und Kathode ist nicht mehr so ausgeprägt, die spektrale Zusammensetzung des Leuchtens bleibt aber erhalten. Auf Grund dieser Aufnahme konnte der mittlere Teil als Bandenspektrum erkannt werden. Die auf den vorangegangenen Figuren sichtbaren Bandenkanten sind in Fig. 34 seitlich angedeutet.

Diskussion

Das Bandenspektrum des ersten Stadiums (Fig. 34) gehört dem Stickstoff an. Die gemessenen Wellenlängen der Bandenköpfe stimmen nach folgender Tabelle gut mit den aus der Literatur bekannten Werten überein.

Gemessene Wellenlänge:	4195; 4270; 4340; 4420; 4490; 4580
Literaturangabe:	4200; 4269; 4343; 4415; 4490; 4576

Dieses Spektrum wird auch von stationären Entladungsformen in Luft von Atmosphärendruck, so z. B. von der Glimmentladung, zwischen stark gekrümmten Elektroden (Corona-Erscheinung) emittiert. Aus diesem Umstand kann auf hohe Feldstärke und geringe Stromdichte im ersten Stadium des Zündvorganges geschlossen werden. Diese Vorentladung kann bei vermindertem Gasdruck länger bestehen bleiben. Rogowski und Tamm (19) können daher ohne Anwendung der hier verwendeten hohen Schließgeschwindigkeit dieses Vorglimmen isolieren.¹⁾

Im weiteren Verlauf des Zündvorganges setzt bei homogenem Feld an der Anode ein stärkeres Leuchten ein. Das kontinuierliche Spektrum dieser Leuchterscheinung kann auf folgende Weise mit der Ausbildung von hohen Raumladungsdichten in Zusammenhang gebracht werden. Der Ionisationsvorgang vollzieht sich nach der Anode zu lawinenmäßig. In der Nähe der Anode entstehen hohe Ionendichten. Die Elektronen werden durch das elektrische Feld in kurzer Zeit entfernt, während die positiven Ionen infolge ihrer größeren Trägheit längere Zeit in der Nähe der Anode verbleiben. Die so entstehende überschüssige positive Raumladung bewirkt makroskopisch die Ausbildung eines Kathodenfalles. Die hohe Dichte der Ladungsträger an der Anode beeinflusst auch das Spektrum, welches von Molekülen emittiert wird, die sich in der Nähe

1) Nach einer mündlichen Bemerkung von Prof. J. Franck kann das erhaltene Bild der Vorentladungen aus der Überlagerung von Leuchterscheinungen aufgefaßt werden, die statistisch verteilt an verschiedenen Stellen der Funkenbahn einsetzen, aber noch nicht zu einem Durchschlag führen. Damit steht im Einklang, daß für die Trennung dieser Erscheinung der Verschuß bereits bei dem Spannungszusammenbruch verschlossen sein muß!

der Ladungsträger befinden. Mit wachsender Ionendichte wird auch die mittlere Feldstärke an den Stellen, wo Moleküle angeregt werden, wachsen. Durch den Starkeffekt werden dann die Linien zu einem Kontinuum verbreitet. Die in Fig. 24 sichtbare Ausbreitung des Kontinuums nach der Kathode zu ist somit ein Beweis für die Vorstellungen, die sich v. Hippel und Franck (22) über den Zündvorgang gemacht haben.

Aus der Schlagweite von 0,5 cm und der Zeitunterschiede der Teilbilder in Fig. 24 kann die Vorwachsgeschwindigkeit des anodischen Teiles zu etwa $5 \cdot 10^7$ cm/sec. berechnet werden.¹⁾

Zwischen Elektroden mit inhomogenem Feld wächst die Ionisation nach der Anode zu nicht stetig. An den Stellen hoher statischer Feldstärke setzt die Ionisation am stärksten ein. In Übereinstimmung mit dieser Vorstellung ist in Fig. 34 an beiden Elektroden die hohe Ionendichte gleichzeitig ausgebildet, während in der Mitte der Entladungsbahn noch hohe Feldstärke besteht.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. E. Orlich, meinen tiefsten Dank für die wohlwollende Unterstützung dieser Arbeit und für sein ständiges Interesse aussprechen zu dürfen. Hr. Professor Dr. G. Hertz hat meine Arbeit durch Überlassung von Apparaten und vor allem durch seine Kritik weitgehend gefördert. Ich danke ihm dafür ergebenst. Die Arbeit wurde durch die *Helmholtz-Gesellschaft* mit Geldmitteln unterstützt. Von der *Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft* erhielt ich leihweise Apparate. Beiden Institutionen danke ich verbindlichst.

1) Es ist bemerkenswert, daß diese Geschwindigkeit auch bei der Messung des Vorwachsens natürlicher Blitze größenordnungsmäßig gefunden worden ist. (Vgl. Dissertation Aigner, die demnächst erscheinen soll.) Es ist bemerkenswert, daß somit schon bei kurzen Schlagweiten im homogenen Feld das Vorwachsen eines gut leitenden Kanals zum Wesen des Zündvorganges gehört. M. Toepler hat als erster auf eine solche Möglichkeit hingewiesen. Diese Vorstellung wurde später von C. G. Simpson (*Nature* 1929) für die Erklärung des Blitzes und von E. Marx (*Arch. f. El.* 1930) für die Deutung der Entladungserscheinungen im nicht homogenen Feld herangezogen.

Zitatenverzeichnis

A. Anwendungen des Kerreffektes

- 1) G. Szivessy, Handb. d. Phys. Bd. XXI. S. 724. Springer.
- 2) H. Abraham et J. Lemoine, C. R. **129**. S. 206. 1899.
- 3) Ph. F. Gottling, Phys. Rev. **22**. S. 566. 1923.
- 4) E. Gaviola, Ztschr. f. Phys. **42**. S. 853. 1927.
- 5) E. Gaviola, Ztschr. f. Phys. **35**. S. 748. 1926.
- 6) I. W. Beams, J. O. S. A. **13**. S. 957. 1926.
- 7) I. W. Beams, Phys. Rev. **28**. S. 475. 1926.
- 8) I. W. Beams & E. O. Lawrence. J. Franklin-Inst. **206**. S. 169. 1928.
- 9) L. v. Hámos, Ztschr. f. Phys. **52**. S. 549. 1928.
- 10) E. Gaviola, Phys. Rev. (2) **33**. S. 1028. 1928.
- 11) B. Locher, J. O. S. A. **17**. S. 91. 1928.
- 12) I. W. Beams, Phys. Rev. **35**. S. 24. 1930.

B. Mechanismus der Funkenzündung

- 13) W. Feddersen, Ann. d. Phys. u. Chem. **110**. S. 473. 1861 und **111**. S. 132. 1862.
- 14) H. Abraham et J. Lemoine, C. R. **130**. S. 245. 1900.
- 15) W. Rogowski, A. f. E. **16**. S. 496. 1926.
- 16) W. O. Schumann, Ztschr. f. techn. Phys. **7**. S. 618. 1926.
- 17) R. Holm, A. f. E. **18**. S. 80. 1927.
- 18) J. J. Torok, Journ. A. I. E. E. **47**. S. 177. 1928.
- 19) W. Rogowski u. R. Tamm, A. f. E. **20**. S. 625. 1928.
- 20) R. Tamm, A. f. E. **19**. S. 235. 1928.
- 21) H. A. Zinszer, Phil. Mag. [5] **32**. S. 1098. 1928.
- 22) A. v. Hippel u. J. Franck, Ztschr. f. Phys. **57**. S. 696. 1928.
- 23) E. O. Lawrence u. F. G. Dummington, Phys. Rev. **34**. S. 1624. 1929 und **35**, S. 396—407. 1930. Nr. 4.
- 24) L. v. Hámos, Naturwissenschaften. **18**. S. 181. 1930.

(Eingegangen 30. September 1930)

V
7

1
9
3
0

XI